

Управление угловой структурой гармоник высокого порядка

Саид Батеби, В.Т.Платоненко

Проведены численные расчеты зависимости угловых распределений гармоник высокого порядка, генерируемых в газовых мишенях (неон), от их толщины и положения относительно фокуса лазерного пучка. Получена аналитическая формула, описывающая угловое распределение гармоник, генерируемых в тонком слое газа. Найдены условия, при которых пучок гармоники содержит компоненту с расходимостью, близкой к дифракционной.

Ключевые слова: генерация гармоник, пространственная структура излучения, гармоники высокого порядка.

1. Введение

Вопрос о закономерностях, определяющих пространственные распределения гармоник высокого порядка (ГВП), генерируемых в газовых мишенях (струях), изучен недостаточно полно. Хотя в ряде работ пространственное распределение гармоник уже исследовалось (см., напр., [1–3]), отсутствуют рекомендации, руководствуясь которыми можно было бы управлять расходимостью гармоник. При исследовании генерации гармоник было показано, что их угловые распределения немонотонны. Интересные результаты были получены в работах [2, 4], в которых обнаружено, что пространственное распределение гармоник состоит из двух компонент – пучков, отличающихся друг от друга радиусом (расходимостью) [2] и длиной когерентности [4].

Авторы [5] дали трактовку данного эффекта, основанную на полуклассической теории генерации ГВП. В этой теории ГВП рассматривается как периодически повторяющийся сложный процесс, который включает в себя ионизацию, свободное движение электрона в поле световой волны и излучательную рекомбинацию с возвращением электрона в исходное состояние. При этом излучению гармоники с некоторым заданным номером обычно соответствуют две возможные траектории. По мнению авторов [5], движение электрона по различным траекториям и приводит к излучению гармоник с разными свойствами (в частности, с различными угловыми распределениями).

В настоящей работе проведены численные и аналитические расчеты угловых распределений гармоник, генерируемых в газовых мишенях разной толщины при их различном расположении относительно фокуса лазерного пучка. Для вычислений атомного отклика в работе использован алгоритм, предложенный в [6].

Саид Батеби, В.Т.Платоненко. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет; Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы; e-mail: plat@ati.phys.msu.ru
Saeed Batebi. Guilan University-Rasht-Iran

Поступила в редакцию 9 июля 2003 г.

2. Интегральные выражения для гармоник поля

Уравнения для гармоник поля линейны и допускают аналитические решения при относительно простых предположениях. Например, в однородном пространстве справедливо следующее (строгое) выражение для амплитуды q -й гармоники электрического поля в точке \mathbf{R} [7]:

$$E_q(\mathbf{R}) = i \frac{\omega_q}{c^2} \int \frac{\tilde{j}_q(\mathbf{r}) \exp(ik_q|\mathbf{R} - \mathbf{r}|)}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}|} d^3r, \quad (1)$$

где \tilde{j}_q – амплитуда q -й гармоники плотности тока в точке \mathbf{r} ; $\omega_q = q\omega_1$ и k_q – частота и волновой вектор гармоники. Наличие газовой струи лишает пространство однородности, но как приближенное это решение в условиях генерации ГВП применимо и обеспечивает более высокую точность, чем параболическое уравнение.

Предполагается, что лазерный пучок и зависимость $\tilde{j}_q(\mathbf{r})$ осесимметричны, а расстояние до области наблюдения намного превышает размеры области генерации. Тогда, выполнив в (1) приближенное интегрирование по азимутальному углу [7], получим

$$E_q(R, \theta) \approx i \exp(ik_q R) \frac{2\pi\omega_q}{Rc^2} \int \tilde{j}_q(z, \rho) \exp(ik_q z \cos \theta) \times J_0(k_q \rho \sin \theta) dz \rho d\rho. \quad (2)$$

Здесь R и θ – сферические, z и ρ – цилиндрические координаты.

При записи (2) в показателе экспоненты опущена величина $ik_q(\rho^2 + z^2 \sin^2 \theta)/2R$ и более малые величины, а в аргументе функции Бесселя – множитель $1 + z/R$ (как правило, можно ограничиться значениями ρ и $z \sin \theta$, не превышающими 0.01 см). На расстояниях, на которых применимо это приближение, произведение $R|E_q|$ не зависит от R . Это позволяет использовать следующее определение для силы света $I_q(\theta)$ q -й гармоники:

$$I_q(\theta) = dP_q/d\Omega = R^2 c |E_q(R, \theta)|^2 / 2\pi, \quad (3)$$

где P_q – мощность гармоники; Ω – телесный угол.

Амплитуду \tilde{j}_q удобно записать следующим образом:

$$\tilde{j}_q = j_q(I) \exp(iq\varphi_1), \quad (4)$$

где I и φ_1 – интенсивность и фаза возбуждающей волны; j_q – амплитуда \tilde{j}_q , вычисленная при $\varphi_1 = 0$. В плоской волне $\varphi_1 = \mathbf{k}_1 \mathbf{r}$, в пучке зависимость $\varphi_1(z, \rho)$ оказывается более сложной. Далее предполагается, что она может быть представлена в виде суммы:

$$\varphi_1(z, \rho) = \varphi(z) + k_1 \rho^2 / [2R(z)].$$

Подставив это соотношение в (4) и затем в (2) и (3), получим

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

где

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

Величина $2\pi q^2 |g_q(z, \theta)|^2 / c$ по физическому смыслу есть сила света гармоники, генерируемой в газовом слое толщиной $\lambda/2\pi$ с центром в точке z (λ – длина волны лазера). Оказывается, что эта величина при некоторых вполне реалистичных предположениях может быть вычислена аналитически (см. ниже).

3. Атомный отклик

Плотность тока зависит не только от параметров возбуждающего поля, но и от состояния среды. Далее для простоты из рассмотрения исключаются эффекты, связанные с изменением концентрации тех или иных частиц. Тем самым $j_q(I)$ с точностью до постоянного множителя, равного концентрации $N(z)$ атомов в мишени, есть амплитуда гармоники тока, индуцируемого в одном атоме. Предполагается также, что ионизация носит туннельный характер, а рассматриваемая гармоника лежит в области так называемого плато. В такой ситуации для расчета амплитуд $j_q(I)$ может быть использован весьма экономичный алгоритм, разработанный в [6]. Чтобы кратко охарактеризовать рассчитанные с его помощью зависимости $j_q(I)$, удобно представить их в виде суммы:

$$j_q(I) = N(z)[j_{q,1}(I) + j_{q,2}(I)]. \quad (7)$$

Слагаемые в правой части (7) описывают вклад траекторий ионизируемого и рекомбинирующего электронов в амплитуду гармоники атомного тока. (Аналогичное представление использовалось в [5], где показано, что эти слагаемые порождают два пучка излучения с существенно различающимися свойствами.) При сформулированных предположениях с хорошей точностью

$$j_{q,m} \propto I^{\alpha_{q,m}} \Phi(I - I_q), \quad (8)$$

где $\alpha_{q,m} = \alpha'_{q,m} + i\alpha''_{q,m}$ – комплексный показатель степени ионизации; Φ – ступенчатая функция Хевисайда; интенсивность I_q определяется из условия $\hbar\omega_q = 3.17U(I_q) + E_i$; $U(I)$ – пондеромоторный потенциал электрона; E_i – потенциал ионизации атома. (Во избежание недоразуме-

ний укажем, что при записи (8) мы исходили из определения $(I/I_0)^2 = \exp[\alpha \ln(I/I_0)]$.) Поэтому в случае гауссова лазерного пучка гауссовыми оказываются и зависимости амплитуд $j_{q,m}$ от радиуса ρ .

В соответствии с (7) и (8) выражение (6) можно представить в виде суммы:

$$g_q(z, \theta) = g_{q,1}(z, \theta) + g_{q,2}(z, \theta), \quad (9)$$

где

$$g_{q,m}(z, \theta) = N(z) j_{q,m}(I(z, 0)) \int_0^{a(q,z)} \exp\left[i \frac{k_q \rho^2}{2R_{q,m}(z)}\right] \times \exp\left[-\frac{\rho^2}{r_{q,m}^2(z)}\right] J_0(k_q \rho \sin \theta) \rho d\rho; \quad (10)$$

$$R_{q,m}(z) = \left[\frac{1}{R(z)} - \frac{4\alpha''_{q,m}}{k_q r_z^2}\right]^{-1}; \quad r_{q,m}(z) = \frac{r_z}{(2\alpha'_{q,m})^{1/2}}; \quad (11)$$

r_z – радиус пучка (по полю) в точке z ; предел интегрирования $a(q, z)$ определяется из условия $I(z, a) = I_q$; $m = 1, 2$.

С точностью до численного коэффициента выражение (11) как функция угла θ описывает угловое распределение поля в дальней зоне, возникающее при прохождении гауссова пучка с длиной волны λ/q , радиусом $r_{q,m}(z)$ и радиусом кривизны волнового фронта $R_{q,m}(z)$ через диафрагму радиусом $a(q, z)$. Для гармоник, далеких от высокочастотной границы плато, интеграл (10) можно оценить, положив радиус $a(q, z)$ неограниченно большим. Тогда интеграл сведется к табличному. В итоге получим

$$g_{q,m}(z, \theta) \approx iN s_{q,m} j_{q,m}(I(z, 0)) \exp\left(-ik_q^2 s_{q,m} \frac{\sin^2 \theta}{2}\right), \quad (12)$$

$$s_{q,m} = \frac{r_z^2}{4} \frac{1}{qz/b + i\alpha_{q,m}},$$

где b – конфокальный параметр лазерного пучка. При записи (12) полагалось, что фокус пучка расположен в начале координат и, следовательно, $R(z) = (b^2 + 4z^2)/4z$, $r_z^2 = (b^2 + 4z^2)/k_1 b$. Естественно, распределение (12) описывает гауссов пучок, параметры которого в плоскости z фигурируют в (11). Простой анализ показывает, что перетяжка пучка лежит в плоскости $z_f = z - R_{q,m}/[1 + \lambda^2 R_{q,m}^2/(q^2 \pi^2 r_{q,m}^4)]$, в которой радиус перетяжки $a_f = r_{q,m}/[1 + q^2 \pi^2 r_{q,m}^4/(\lambda^2 R_{q,m}^2)]^{1/2}$. При $z = b\alpha''_{q,m}/q$ радиус волнового фронта обращается в бесконечность ($R_{q,m}(z) = k_q r_z^2/4(z/b - \alpha''_{q,m})$), а действительная часть $s_{q,m}$ в (12) – в нуль.

В случае гармоник, близких к высокочастотной границе плато, радиус «диафрагмы» $a(q, z)$ (см (10)) оказывается меньше радиуса пучка $r_{q,j}(z)$, а интеграл (10) схож по структуре с выражением для поля, возникающего в дальней зоне при падении плоской или сферической волны на экран с отверстием. (Естественно, такая аналогия справедлива и применительно к ближней зоне, в которой само выражение (10) смысла не имеет.)

4. Результаты численных и аналитических расчетов

На рис.1 показаны зависимости действительных и мнимых частей логарифмов амплитуд $j_{35,1}$ и $j_{35,2}$ от логарифма интенсивности, рассчитанные с помощью алго-

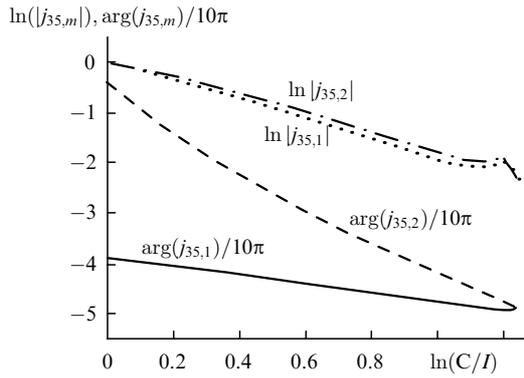


Рис.1. Зависимости слагаемых суммы (7) от интенсивности возбуждающего света в логарифмических координатах (константа $C = 5.9 \times 10^{14}$ Вт/см²).

ритма, предложенного в [6], для атомов неона при $\lambda = 0.8$ мкм. Видно, что эти зависимости почти линейны. Для гармоник с другими номерами зависимости имеют аналогичный вид. Во всех случаях наклоны их таковы, что $\alpha''_{q,2} \gg \alpha''_{q,1} \gg \alpha'_{q,1} \sim \alpha'_{q,2}$. Величина $\alpha''_{q,2}$ слабо зависит от номера гармоники. При $15 \leq q \leq 79$ она лежит на интервале (150, 170). Величина $\alpha''_{q,1}$ почти линейно растет с номером q от 7.5 при $q = 15$ до 60 при $q = 79$. Величины $\alpha'_{q,n}$ могут быть приближенно аппроксимированы выражениями

$$\alpha'_{q,1} = 27/q^{3/4}, \quad \alpha'_{q,2} = 60q/(q^2 + 250), \quad (13)$$

которые использовались в обсуждаемых ниже аналитических расчетах.

На рис.2 показаны зависимости $|j_{47,1}|^2$ и $|j_{47,2}|^2$ от нормированного радиуса ρ , рассчитанные с помощью (8) и (13), а также исходные зависимости, рассчитанные по алгоритму [6].

Поскольку величина $\alpha''_{q,2}$ очень велика, равенство $1/R(z) = 4\alpha''_{q,2}/(k_q r_z^2)$, по-видимому, невозможно, так что радиусы $R_{q,2}(z)$ (см (12)) всегда остаются отрицательными и малыми по абсолютной величине. Это означает, что пучок света, связанный со вторым слагаемым в (7), вблизи плоскости генерации z является сильно сходящимся, а в дальней зоне обладает большой расходимостью. В то же время, как показывают оценки, равенства $1/R(z) \approx 4\alpha''_{q,1}/(k_q r_z^2)$ легко реализуются при z , близких к половине конфокального параметра, где радиусы $R(z)$ близки к минимальным. (При $z = b\alpha''_{q,1}/q$ это равенство является точным. Радиус $R_{q,1}(z)$ обращается здесь в бесконечность ($R_{q,1}(z) = k_q r_z^2/[4(z/b - \alpha''_{q,1})]$), а действитель-

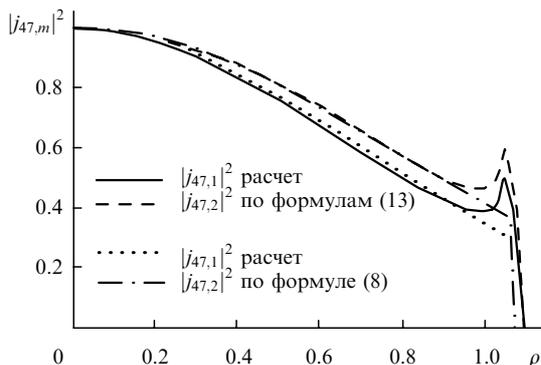


Рис.2. Зависимости $|j_{47,m}|^2$ от нормированного радиуса ρ , рассчитанные по формулам (8) и (13).

ная часть $s_{q,1}$ в (12) – в нуль.) Это означает, что расходимость пучка, связанного с первым слагаемым в (7), может быть доведена (за счет выбора координаты генерирующего слоя) до дифракционной. Последняя, в соответствии с (12), т.е. при больших радиусах $a(q, z)$, в $q/(2\alpha'_{q,1})^{1/2}$ раз меньше расходимости возбуждающего пучка и реализуется, если радиус $R_{q,1}(z)$ существенно превышает $k_q r_z^2/2\alpha'_{q,1}$. (В противоположном случае расходимость определяется радиусом «диафрагмы» $a(q, z)$ и по порядку величины составляет $\lambda/[qa(q, z)]$.)

На рис.3 показаны некоторые угловые распределения $|g_{35}(z, \theta)|^2$, вычисленные по формулам (6) и (9)–(11). Анализ результатов (лишь часть которых приведена на рис.3) показывает, что для гармоник, удаленных от высокочастотной границы, плато аппроксимации (8)–(12) обеспечивают удовлетворительную точность расчетов угловых распределений в области углов, не превышающих или незначительно превышающих угол расходимости лазерного пучка θ_0 . В области углов, превышающих угол θ_0 в несколько раз, различия аналитических и численных результатов носят качественный характер: рассчитанные численно зависимости обладают резкой границей, аналитические – с ростом угла спадают плавно.

Обращает на себя внимание большая разница в расходимостях и, следовательно, в интенсивностях гармоник, генерируемых до фокуса пучка и ниже фокуса (на рис.3 распределения приведены в разных масштабах). Подтверждается вывод о том, что расходимость пучка, связанного с первым слагаемым в (7), может быть доведена до дифракционной, второе же слагаемое (7) всегда дает сильно расходящийся пучок. Естественно, поля этих пучков интерферируют, а результирующее распределение по углам может быть сильно осциллирующим.

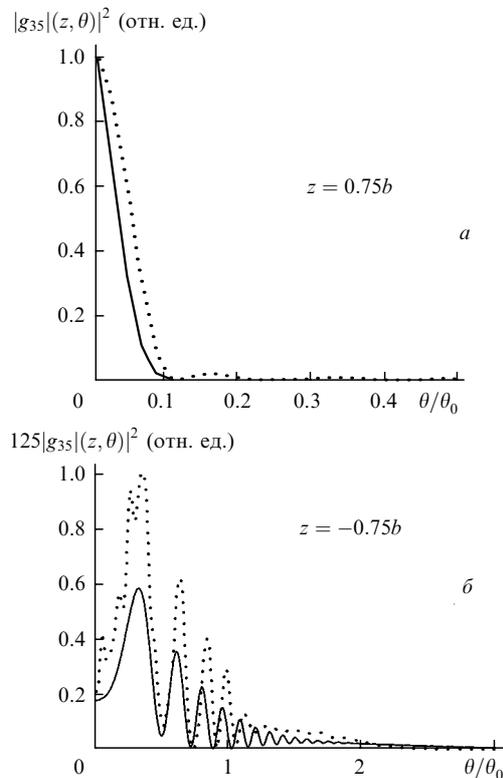


Рис.3. Угловые распределения $|g_{35}(z, \theta)|^2$ при $z = 0.75b$ (а) и $-0.75b$ (б), рассчитанные по формулам (6) (пунктир) и (9)–(11) (сплошные кривые) при интенсивности на оси (в плоскости мишени) 3.7×10^{14} Вт/см².

5. Протяженные мишени

Случай протяженных мишеней значительно сложнее и должен быть предметом специального анализа. Ниже обсуждаются лишь простейшие соображения относительно угловых распределений гармоник, генерируемых в таких мишенях, основанные на предположении о том, что частоты этих гармоник далеко отстоят от высокочастотной границы плато и выражение (12) применимо. Используя (9) и (12), можно представить силу света (5) в следующем виде:

$$I_q(\theta) = \frac{\pi r_f^2 q^2 k_1 b^3}{32c} \left| \sum_{m=1}^2 j_{q,m}(I(0,0)) \right. \\ \left. \times \int N(z) F_{q,m}(z, \theta) \exp\{i\psi_{q,m}(z, \theta)\} dz \right|^2, \quad (14)$$

где координата z измеряется в единицах $b/2$; $N(z)$ – плотность газовой мишени;

$$F_{q,m}(z, \theta) = \frac{(1+z^2)^{1-\alpha'_{q,m}}}{|qz/2 + i\alpha'_{q,m}|} \\ \times \exp\left[-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2} \frac{q^2(1+z^2)\alpha'_{q,m}}{(qz/2 - \alpha''_{q,m})^2 + \alpha'^2_{q,m}}\right],$$

$$\psi_{q,m}(z, \theta) = q \left[2z \frac{n_1 - n_q}{\theta_0^2} + z \frac{\theta^2}{\theta_0^2} - \arctan z \right] - \alpha''_{q,m} \ln(1+z^2) \\ + \arctan \frac{qz/2 - \alpha''_{q,m}}{\alpha'_{q,m}} - \frac{\theta^2}{2\theta_0^2} \frac{q^2(qz/2 - \alpha''_{q,m})(1+z^2)}{(qz/2 - \alpha''_{q,m})^2 + (\alpha'_{q,m})^2}$$

– безразмерные действительные функции; $\theta_0 = k_1 r_f / 2$ – расходимость лазерного пучка; n_q – показатель преломления на частоте $q\omega$.

Заметим, что при $z^2 \ll 1$ можно считать, что

$$F_{q,m}(\theta) \approx (\alpha''_{q,m})^{-1} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\theta_0^2} \frac{q^2 \alpha'_{q,m}}{(2\alpha''_{q,m})^2}\right).$$

При $m = 2$ ширина $F_{q,m}(\theta)$ на полувысоте значительно больше расходимости θ_0 лазерного пучка, а при $m = 1$ – сравнима с θ_0 .

В некоторых случаях интегрирование в (14) может быть выполнено аналитически методом стационарной фазы. Во всяком случае, значение интегралов в (14) существенным образом зависит от наличия точек стационарной фазы в области, где произведение $N(z) F_{q,m}(z, \theta)$ не мало. Фактически условие стационарности

$$\frac{\partial \psi_{q,m}(z, \theta)}{\partial z} = 0 \quad (15)$$

является условием фазового синхронизма. Естественно, при фиксированных q , m и θ точно оно выполняется лишь в одной точке. Несложные вычисления показывают, что z является точкой стационарной фазы, если

$$\frac{\theta^2}{\theta_0^2} \left\{ 1 + \frac{1 - z^2 + 4z\alpha''_{q,m}/q}{(qz - 2\alpha''_{q,m})^2 + (4\alpha'_{q,m})^2} - \right.$$

$$\left. \frac{8(1+z^2)(\alpha'_{q,m})^2}{[(qz - 2\alpha''_{q,m})^2 + (4\alpha'_{q,m})^2]^2} \right\} = 2 \frac{n_k - n_1}{\theta_0^2} + \frac{q + 2z\alpha''_{q,m}}{q(1+z^2)} \\ - \frac{2\alpha'_{q,m}}{(qz - 2\alpha''_{q,m})^2 + (4\alpha'_{q,m})^2}. \quad (16)$$

Условие (16) несимметрично как относительно знака координаты z , так и знака разности $n_k - n_1$. В качестве уравнения относительно угла θ оно имеет действительные корни лишь в том случае, если его правая часть неотрицательна (только при этом условии существует направление, в котором гармоника излучается синхронным образом). Если координата z далеко отстоит от «резонансного» значения $2\alpha''_{q,m}$, в этом соотношении можно пренебречь слагаемыми, содержащими α в знаменателях, и записать его в упрощенном виде:

$$\frac{\theta^2}{\theta_0^2} \approx 2 \frac{n_k - n_1}{\theta_0^2} + \frac{1 + 2z\alpha''_{q,m}/q}{1 + z^2}. \quad (17)$$

Как известно, вклад точки стационарной фазы в интеграл существенным образом зависит от значения второй (или более высокой) производной фазы в этой точке. В том же приближении, что и (17), можно получить

$$\frac{\partial^2 \psi_{q,m}(z, \theta)}{\partial z^2} \approx 2 \frac{\alpha''_{q,m}(1 - z^2) - qz}{(1 + z^2)^2}. \quad (18)$$

Хотя это выражение носит приближенный характер, ясно, что левая часть (17) достигает наименьших значений в тех областях, в которых правая часть этого уравнения проходит через нуль ($z \approx -q/2\alpha''_{q,m} \pm [1 + (q/2\alpha''_{q,m})^2]^{1/2}$). При больших толщинах мишеней именно такие области должны вносить наибольший вклад в излучение гармоник в направлениях, определяемых (17).

6. Численные результаты

На рис.4–6 показаны некоторые результаты численных расчетов угловых распределений по формулам (5),

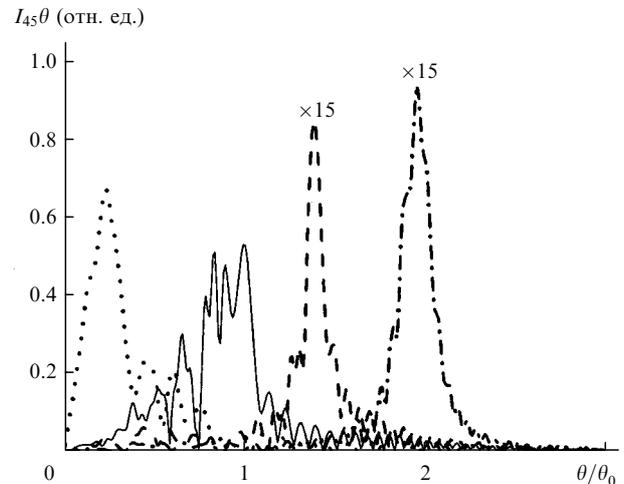


Рис.4. Зависимости произведения $I_{45}\theta$ от нормированного угла, рассчитанные при разных дисперсиях показателя преломления $n_{45} - n_1$, для мишени толщиной $d = b/2$, расположенной в фокусе лазерного пучка с интенсивностью на оси 5.8×10^{14} Вт/см²: $n_{45} - n_1 = -\lambda/\pi b$ (сплошная кривая), $n_{45} - n_1 = 0$ (пунктир), $n_{45} - n_1 = \lambda/\pi b$ (штриховая кривая) и $n_{45} - n_1 = 3\lambda/\pi b$ (штрихпунктир).

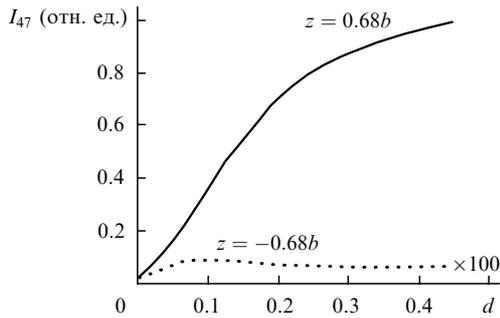


Рис.5. Зависимости I_{47} на оси пучка от толщины мишени, расположенной в точках $z = \pm 0.68b$, при интенсивности 5.8×10^{14} Вт/см² и $n_{47} - n_1 = 0$; толщина мишени d взята в единицах $b/2$, $\theta = 0$.

(6), выполненных для неона, при $\lambda = 0.8$ мкм и интенсивностях порядка $\sim 5 \times 10^{14}$ Вт/см². Варьировались ширина и положение центра мишени, а также разность $n_q - n_1$ показателей преломления. Цель расчетов – проверка формул (17), (18), а также выявление возможности генерации гармоник с малой расходимостью в «толстых» мишенях.

Зависимости, показанные на рис.4, рассчитаны для мишени толщиной $d = b/2$ с прямоугольным профилем плотности, расположенной в фокусе пучка, при разных дисперсиях $n_{45} - n_1$. Максимумы зависимостей лежат вблизи углов $\theta_0[1 + 2(n_q - n_1)/\theta_0^2]^{1/2}$, предсказываемых соотношением (18).

Представленные на рис.5, 6 зависимости рассчитаны для мишеней с гауссовым профилем плотности, расположенных симметрично относительно фокуса на расстоянии $0.68b$ от него, при $n_q - n_1 = 0$. В этом случае для мишени, находящейся за фокусом, формула (18) неприменима (здесь $qz/2 \approx \alpha''_{q,m}$). Представленные зависимости демонстрируют то, что при таком расположении сила света растет с толщиной мишени, а расходимость гармоники остается малой, по крайней мере вплоть до толщины мишени $d = b/10$.

В заключение отметим, что зависимости (8), на которых основаны полученные аналитические результаты, не являются специфичными для неона. Такие же зависимости можно получить при использовании других атомов. Естественно, показатели степени $\alpha_{q,m}$ в (8) для разных атомов различны, но по порядку величин совпадают.

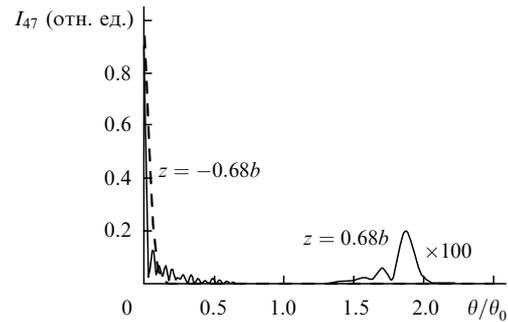


Рис.6. Угловые распределения интенсивности I_{47} , генерируемой в мишени толщиной $d = b/10$, при интенсивности (в центре мишени) 4.1×10^{14} Вт/см²; мишень расположена в точках $z = \pm 0.68b$.

В частности, величины $\alpha''_{q,2}$ не только слабо чувствительны к номеру гармоники q и к частоте возбуждающего света, но и мало меняются от атома к атому.

7. Заключение

Таким образом, в настоящей работе получена аналитическая формула, описывающая угловое распределение гармоник высокого порядка, генерируемых в тонком слое газа. Найдены условия, при которых пучок гармоники содержит компоненту с малой расходимостью, близкой к дифракционной. Численными расчетами показано, что и при больших толщинах газовой мишени (порядка одной десятой конфокального параметра) относительно малая расходимость гармоники может быть реализована за счет правильного выбора ее положения.

Работа поддержана РФФИ (грант № 02-02-16563).

1. Salieres P., Ditmter T., Budil K.S., et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **27**, L217 (1994).
2. Peatross J., Meyerhofer D.D. *Phys. Rev. A*, **51**, R906 (1995); *Phys. Rev. A*, **52**, 3956 (1995).
3. Muffett J.E., Wahlström C-G., Hutchinson M.H.R. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **27**, 5693 (1994).
4. Bellini M., Lynga C., Tozzi A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 297 (1998).
5. Graarde M.B., Salin F., Constant E., et al. *Phys. Rev. A*, **59** (2), 1367 (1999).
6. Платоненко В.Т. *Квантовая электроника*, **31**, 55 (2001).
7. Платоненко В.Т., Стрелков В.С. *Квантовая электроника*, **30**, 236 (2000).