

Генерация гармоник высокого порядка в узком спектральном интервале

В.Д.Таранухин

Предлагается двухкомпонентная накачка атомов сильным низкочастотным полем и УКИ излучения высокой частоты для генерации излучения высоких гармоник (ВГ). При фиксации относительной фазы полей накачки генерация ВГ происходит в достаточно узком спектральном интервале. Взаимодействие атомов с таким двухкомпонентным полем определяет также предельную эффективность генерации ВГ. Отмечается возможность обращения этого эффекта: «усиление» генерации ВГ при использовании дополнительного излучения – высокочастотной подсветки.

Ключевые слова: ионизация атомов, высокие гармоники, двухкомпонентная накачка.

Надпороговая ионизация атомов в туннельном режиме позволяет контролировать момент ионизации (в пределах оптического периода) по величине или направлению дрейфовой скорости фотоэлектрона, попадающего в детектор [1]. В [2] предложено использовать этот эффект для измерения длительности фемто- и аттосекундных импульсов излучения. В этой схеме фаза ионизации задается измеряемым импульсом высокочастотного (ВЧ) излучения, а «надпороговый» набор энергии фотоэлектрона – сильным низкочастотным (НЧ) полем. В настоящей работе предлагается использовать фазовый контроль ионизации в таком двухкомпонентном поле для генерации высоких гармоник (ВГ) в узком участке спектра [3].

В обычном режиме спектр ВГ представляет собой широкое плато, простирающееся от частоты накачки до частоты $\Omega \approx 3.17U_p + U_i$ [1], где U_p – ponderomotorный потенциал излучения накачки, а U_i – потенциал ионизации атома. Для применений необходима только определенная часть этого спектра. Покажем, что двухкомпонентная накачка позволяет существенно сузить спектр ВГ и повысить тем самым эффективность его использования.

Генерация ВГ включает в себя 3 стадии: 1) собственно ионизацию атома (выход фотоэлектрона в континуум); 2) набор электроном энергии $\sim U_p$ (надпороговая стадия ионизации) и 3) рекомбинацию электрона на родительском ионе с излучением фотона ВГ на частоте $\omega_n = kU_p + U_i$. Фактор k меняется от нуля до 3.17 в зависимости от фазы ионизации, что и приводит к генерации широкого спектра ВГ. При этом максимальная частота генерации Ω соответствует фазе $\varphi \approx \pi/10$, отсчитываемой от максимума поля накачки (см. ниже рис.1). Заметим также, что ввиду сильной нелинейности генерации ВГ «тонкая структура» этого спектра имеет сложный характер, а при использовании коротких импульсов накачки спектр является сплошным.

Пусть накачка осуществляется двухкомпонентным

полем: сильным НЧ полем (которое само, однако, не приводит к ионизации атома) и полем ВЧ УКИ с $\omega_H > U_i$, способного, например, к однофотонной ионизации атома, длительность которого существенно меньше оптического периода T поля НЧ:

$$\mathbf{E} = E_L \cos \omega_L t + E_H \cos(\omega_H t + \varphi), \quad (1)$$

где t – время; $E_L \gg E_H$ – амплитуды, а $\omega_L \ll \omega_H$ – частоты соответственно НЧ и ВЧ поля. Считаем, что оба поля поляризованы линейно и параллельно друг другу (вдоль оси x) и синхронизованы по времени так, что ВЧ импульс соответствует определенной фазе φ оптического цикла НЧ поля. Если амплитуда E_L недостаточна для туннелирования электрона из атома, то ионизация атома определяется коротким импульсом ВЧ излучения. Надпороговая же стадия ионизации определяется НЧ полем.

При дальнейших вычислениях и оценках будем ориентироваться на следующую экспериментальную ситуацию. В качестве НЧ компоненты рассматриваем излучение СО₂-лазера с интенсивностью $I_L = 6 \cdot 10^{13}$ Вт/см² (туннельной ионизацией, например, атомов He таким излучением можно пренебречь, однако его ponderomotorная энергия значительна: $U_p \approx 500$ эВ), а в качестве ВЧ компоненты – излучение на частоте $\omega_H \sim 25$ эВ длительностью $\tau \sim 1 - 3$ фс с интенсивностью $I_H \sim 10^{10}$ Вт/см² (такое излучение получают в современных экспериментах по генерации ВГ [4]).

Если $\omega_H \gtrsim U_i$, то в момент выхода в континуум скорость фотоэлектрона $v_0 \approx 0$, точнее, $0 < v_0 < v_{0m}$. Максимальная начальная скорость фотоэлектрона в отсутствие фазовой модуляции ВЧ импульса $v_{0m} = (2\hbar/m\tau)^{1/2}$ определяется его длительностью τ (m – масса электрона). При этом вероятность ионизации пропорциональна интенсивности I_H и пороговому сечению однофотонной ионизации. Дальнейшая эволюция волнового пакета фотоэлектрона происходит под действием НЧ поля и может быть описана классической траекторией $x(t)$ центра пакета.

В пренебрежении кулоновским притяжением к родительскому иону (что справедливо при $U_p \gg U_i$) уравнение для этой траектории имеет простой вид

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{e}{m} E_L \cos(\omega_L t + \varphi), \quad (2)$$

где e – заряд электрона. Решение этого уравнения с начальными условиями $x(t=0) = 0, v(t=0) = v_0$ позволяет рассчитать кинетическую энергию электрона ε_k в момент его возврата к родительскому иону (т. е. в точку $x = 0$, где и происходит рекомбинация). При этом расплывание волнового пакета, которое не описывается уравнением (2), влияет только на эффективность рекомбинации электрона и не влияет на его кинетическую энергию ε_k .

Энергия ε_k определяется начальной скоростью электрона v_0 и фазой ионизации φ (рис. 1). Последняя фиксируется ВЧ полем (фазы $\varphi_{1,2}$ на рис. 1 соответствуют началу и концу ВЧ импульса), что позволяет управлять частотой рекомбинационного излучения, т. е. управлять спектром генерации ВГ. Отметим, что возврат фотоэлектрона к родительскому иону и его рекомбинация происходят лишь тогда, когда направление скорости v_0 противоположно направлению НЧ поля. Поскольку при однофотонной ионизации рождается симметричный двухлепестковый волновой пакет ($\pm v_0$), то половина всех фотоэлектронов вкладывает в генерацию ВГ не дает.

Расчет энергии электрона ε_k (фактически спектра ВГ $\omega_n = \varepsilon_k + U_i$) по уравнению (2) приведен на рис. 1. Видно, что ВЧ импульс стробировует фазы ионизации ($\varphi_1 < \varphi < \varphi_2$) и приводит к генерации ВГ только в узком спектральном диапазоне $\Delta\omega$. Вклад в $\Delta\omega$ дают только те спектральные компоненты, которые находятся между кривыми $\varepsilon_k(\varphi)$ для $v_0 = 0$ и $\varepsilon_k(\varphi)$ для $v_0 = v_{0m}$ и соответствуют фазам ионизации $\varphi_1 < \varphi < \varphi_2$. Из рис. 1 видно также, как ВЧ импульс длительностью $\tau = (\varphi_2 - \varphi_1)T/2\pi \approx 1.2$ фс с относительной фазой $\varphi \approx \pi/10$ приводит к генерации ВГ в узкой области частот $\Delta\omega \approx 0.12\Omega_1$, где $\Omega_1 = \Omega - U_i$. Перестройка центральной частоты такого спектра возможна за счет изменения амплитуды НЧ поля: $\Omega_1 \sim I_L$. Используемая на рис. 1 скорость v_{0m} соответствует ВЧ импульсу с определенной фазовой модуляцией. Для ВЧ импульса такой же длительности ($\tau = 1.2$ фс), но без фазовой модуляции, ширина спектра ВГ приблизительно на 30 % меньше.

Уменьшение длительности ВЧ импульса приводит к увеличению начальной скорости электрона v_{0m} , что (при достаточно малых τ) может вызвать не уменьшение, а увеличение ширины спектра ВГ. Предполагая, что зависимость $\varepsilon_k(\varphi)$ вблизи вершины кривой является параболической и фазовая модуляция у ВЧ импульса отсутствует, из уравнения (2) находим

$$\frac{\Delta\omega}{\Omega_1} = \alpha \left(\tau + \frac{\beta}{\tau^{1/2}} \right)^2. \quad (3)$$

Выражая T и τ в фемтосекундах, а Ω_1 – в электронвольтах, для параметров α и β получаем $\alpha \approx 55.8/T^2, \beta \approx 0.17 \times T/\Omega_1^{1/2}$. Из (3) следует, что минимальная ширина спектра ВГ

$$\Delta\omega_{\min} = 9\alpha\tau_0^2\Omega_1 \quad (4)$$

реализуется при длительности ВЧ импульса $\tau_0 = (\beta/2)^{2/3} \sim T^{2/3}\Omega_1^{-1/3}$. Для $T \approx 35$ фс (НЧ излучение СО₂-лазера) численные оценки дают $\tau_0 \approx 0.2$ фс и $\Delta\omega_{\min}/\Omega_1 \approx 0.016$. Абсолютная ширина спектра ВГ растет с увеличением интенсивности НЧ излучения: $\Delta\omega_{\min} \sim \Omega_1^{1/3}$,

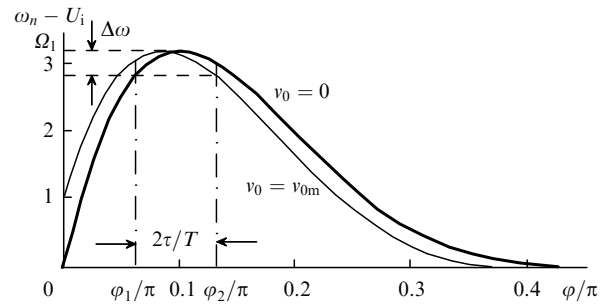


Рис. 1. Зависимость частоты рекомбинационного излучения от фазы ионизации (отсчитываемой от максимума НЧ поля) для разных начальных скоростей фотоэлектрона. Показано стробирование спектра генерации высоких гармоник импульсом ВЧ излучения длительностью τ .

$\Omega_1 \sim I_L$. Однако относительная ширина спектра с ростом интенсивности I_L уменьшается ($\Delta\omega_{\min}/\Omega_1 \sim \Omega_1^{-2/3}$) и может стать заметно меньше 1 %.

Таким образом, для генерации предельно узкого спектра ВГ необходимо использовать ВЧ импульсы оптимальной длительности, без фазовой модуляции и синхронизовать их с НЧ полем вблизи оптимальной фазы $\varphi \leq \pi/10$ (чем больше максимальная начальная скорость электрона v_{0m} , тем ближе к максимуму НЧ поля должен находиться ВЧ импульс).

В заключение отметим, что рассмотренный механизм ионизации атома двухкомпонентным полем объясняет также поглощение излучения гармоник в обычной (однокомпонентной) схеме генерации ВГ. В этом случае гармоники могут участвовать в туннельной ионизации атома НЧ полем накачки, меняя эффективный потенциал ионизации атома: $U_{ief} = U_i - \omega_H$ [5]. Ввиду экспоненциальной зависимости вероятности туннельной ионизации от потенциала ионизации это приводит к резкому (на несколько порядков) возрастанию скорости ионизации и эффективному поглощению ВГ. Этот эффект ограничивает предельную эффективность генерации ВГ в том случае, когда длина поглощения ВГ меньше длины активной среды или длины когерентности [4].

Однако при использовании дополнительного излучения (ВЧ «подсветки») с помощью этого же эффекта можно существенно увеличить эффективность генерации ВГ. Например, если наряду с основной накачкой использовать относительно слабое излучение на частоте одной из гармоник, то скорость туннельной ионизации атомов существенно возрастет. Это приведет, в свою очередь, к росту интенсивности всех компонент спектра ВГ. Реального усиления излучения на частоте гармоники, использованной для дополнительной накачки атомов, не будет (вследствие достаточно низкой эффективности генерации ВГ), однако остальные гармоники спектра ВГ заметно «усилиятся».

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 00-02-17533).

1. Corkum P.B. *Phys.Rev.Letts*, **71**, 1994 (1993).
2. Constant E., Taranukhin V.D., Stolow A., Corkum P.B. *Phys.Rev.A*, **56**, 3870 (1997).
3. Taranukhin V.D. *Book of Abstracts IX Annual Intern. Laser Physics Workshop LPHYS'2000* (Bordeaux, France, 2000, p.2.26).
4. Constant E., Mevel E., Garzella D. et al. *Abstr. Ultraintense Laser Interactions and Applications Conf.* (Crete, Greece, 1999, p.63).
5. Делоне Н.Б., Манаков Н.Л., Файнштейн А.Г. *ЖЭТФ*, **86**, 906 (1984).