Ноябрь 1993 г. Том 163, № 11

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

МНОГОФОТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В АТОМАХ И МОЛЕКУЛАХ

(VI международная конференция. Квебек, 26 — 30 июня 1993 г.)

С.Л. Чин, И. Лианг

(Университет Лаваль, Квебек, Канада)

1. Введение. С 26 по 30 июня 1993 г. в университете Лаваль (Квебек, Канада) состоялась VI международная конференция по многофотонным процессам. Около 180 участников из 21 страны прибыли на эту конференцию, устраиваемую раз в три года. Председателем конференции был профессор университета Лаваль С.Л. Чин. Следующая конференция намечается в Германии в 1996 г. под председательством профессоров П. Ламброполуса и Х. Вальтера. Далее излагаются новые результаты, доложенные различными авторами на конференции и систематизированные по основным направлениям тематики многофотонных процессов в атомах и молекулах. Эти результаты отражают современное состояние физики многофотонных процессов в атомных системах, и поэтому данный отчет о конференции одновременно является кратким обзором физики многофотонных процессов.

2. Стабилизация. Под стабилизацией подразумевается прекращение увеличения вероятности ионизации атома или молекулы с ростом интенсивности лазерного излучения в интервале сверхатомных значений интенсивности. Это явление было предсказано теоретически различными авторами около пяти лет тому назад, и с тех пор детально исследуется теоретиками. Однако до сих пор отсутствовали надежные экспериментальные подтверждения стабилизации атомов в сверхатомном лазерном поле.

Новые экспериментальные данные по энергетическим спектрам электронов при надпороговой ионизации атомов неона лазерными импульсами длительностью около 100 фс и длиной волны 600 нм были доложены на конференции Х.Г. Муллером. Было показано, что выходы электронов уменьшаются при увеличении интенсивности лазерного излучения. Таким образом, впервые экспериментально доказан факт стабилизации атома в поле лазерного излучения. Обзор теоретических работ с описанием этого явления был опубликован недавно [1].

3. Надпороговая ионизация. При многофотонной ионизации атом или молекула поглощают минимальное количество фотонов, которое необходимо, чтобы достичь порога ионизации. Это количество фотонов, очевидно, равно отношению потенциала ионизации к энергии одного фотона лазерного излучения.

В случае достаточно интенсивного поля имеет место поглощение дополнительных фотонов, и это явление называется надпороговой ионизацией. Экспериментально она была обнаружена впервые около 15 лет тому назад. В последние годы акцент сместился в сторону детального исследования угловых распределений электронов при надпороговой ионизации, так как угловые распределения дают более полную информацию о характере процесса ионизации, нежели предыдущие методы исследования.

Б. Уокер сообщил на конференции об экспериментальном наблюдении сильной анизотропии в угловом распределении электронов при надпороговой ионизации, сопровождавшейся поглощением 19—21 фотонов лазерного излучения достаточно большой длительности. Аналогичные результаты получены группой Д. Фельдмана. Какие-либо теоретические объяснения полученных результатов пока отсутствуют, так как в соответствии с ранее разработанными подходами состояния непрерывно-

© S.L. Chin, Y.Liang 1993
© Перевод на русский язык, Российская академия наук, "Успехи физических наук" 1993

го спектра имеют преимущественно малые угловые моменты и, следовательно, угловые распределения должны быть достаточно плавными.

4. Изображения фотоэлектронов, испускаемых в интенсивном лазерном поле. Достаточно большой интерес вызвали на конференции цветные изображения электронов, испускаемых атомами в фокальном объеме сильного лазерного излучения в результате как многофотонной, так и надпороговой ионизации. Техника, представленная Х. Хельмом, позволила спроецировать расширяющееся облако электронов с различными начальными кинетическими энергиями на микроканальную плату. С помощью флуоресцирующего экрана выход связан с системой изображения и компьютером.

5. Туннельная ионизация. Помимо многофотонной ионизации при взаимодействии атомов и молекул с полем сильного лазерного излучения может иметь место также и процесс туннельной ионизации. В этом случае поле является практически квазистатическим, и электрон туннелирует квантовомеханические через эффективный потенциальный барьер, созданный потенциалом атомного остатка и электромагнитным полем. Туннельная ионизация реализуется при низких частотах и высоких интенсивностях лазерного излучения (однако не слишком больших, чтобы туннельная ионизация не переходила в надбарьерную).

До середины 80-х годов туннельная ионизация атомов полем лазерного излучения была еще труднореализуема. Скорее, ее можно было считать иллюзорной мечтой экспериментатора, хотя Борехэм [2,3] еще в 1979 — 1980 гг. сопоставлял свои экспериментальные данные по ионизации атомов гелия в поле интенсивного лазерного излучения путем сравнения с известной теорией Келдыша [4].

Лишь к VI конференции по многофотонным процессам процесс туннельной ионизации смог наблюдаться экспериментально с достаточной степенью достоверности. Начиная с 1985 г., появились различные экспериментальные данные в нескольких лабораториях. Большая часть их получена группой С.Л. Чина на атомах и молекулах, используя CO_2-лазер [5 — 10], а также в лабораториях П. Коркума [11] и Рочестерского университета [12 — 13].

Туннельная ионизация атомов низкочастотным переменным полем хорошо описывается квазистатическими формулами [10,14], полученными в модели туннельной ионизации постоянным электрическим полем с последующим усреднением по периоду электромагнитного поля. Эксперименты по туннельной ионизации простых (двухатомных и трехатомных) молекул существенно продвинулись за последние три года [15 — 20]. Было показано, что простые молекулы типа H_2, O_2, NO, CO, CO_2 при воздействии интенсивного CO_2-лазера будут ионизоваться туннельным образом так же, как если бы это были атомы до диссоциации с такими же потенциалами ионизации. Например, ионизация молекулы HCl происходит следующим образом [17]: сначала имеет место туннельная ионизация молекулы HCl, а затем ион HCl^+ диссоциирует в результате квазистатического процесса. Такой же процесс диссоциации реализуется для молекулы H_2. Сделан вывод, что туннельная ионизация молекул хорошо описывается в рамках квазистатической туннельной формулы, полученной в работе [14].

Наконец, на конференции были доложены первые работы, в которых теоретически рассматривалась надбарьерная ионизация атомов низкочастотным электромагнитным полем и определялись энергетические и угловые распределения вылетающих фотоэлектронов (В.П. Крайнов).

6. Испускание двух электронов. Механизм многократной ионизации атомов был также предметом детального исследования как экспериментаторов, так и теоретиков. Недавно впервые наблюдалась двухэлектронная ионизация атомов гелия лазерными импульсами с интенсивностью 10^{16} Вт/см^2, длительностью 120 фс и длиной волны 614 им [21]. График выхода ионов He^{++} как функции интенсивности лазерного излучения содержит плато. Квазистатическая туннельная формула [14] объясняет экспериментальную зависимость для значений интенсивности выше плато в рамках простой модели двухступенчатой ионизации. Для меньших значений интенсивности П. Коркумом был предложен другой механизм ионизации. Этот же механизм объясняет и генерацию высоких гармоник вплоть до максимальных, определяемых соотношением

$$K_{\max} = (I_{\text{р}} + 3,17U_{\text{р}})/\hbar\omega,$$

где $I_{\text{р}}$ — потенциал ионизации, $U_{\text{р}}$ — колебательная энергия электрона в поле электромагнитной волны, $\hbar\omega$ — энергия фотона лазерного излучения [22].

Грубо говоря, данная модель предполагает, что электрон сначала туннелирует из атома в интенсивном низкочастотном лазерном поле. В зависимости от фазы электрического поля в момент, когда электрон выходит из-под барьера с нулевой начальной скоростью, он может либо удалиться от

атомного остова в осциллирующем поле электромагнитной волны, либо, возвратившись, столкнуться с остовом в пределах полупериода волны. По меньшей мере, два явления имеют место: 1) возвратившийся электрон может выбить второй электрон, и, таким образом, происходит двухэлектронная ионизация с одновременным вылетом двух электронов; 2) возвратившийся электрон может излучить часть энергии электромагнитного поля и захватиться ионом. Второй процесс приводит к генерации гармоник высокого порядка. Максимальная кинетическая энергия возвращающегося электрона, как было показано, равна $3{,}17U_p$, так что когда его суммарная энергия передается иону, последний, переходя в основное состояние атома, испускает фотон высокой гармоники с максимальной энергией $I_p + 3{,}17U_p$. В случае, когда выбивается второй электрон, расчет П. Коркума и М.Иванова показывает очень хорошее согласие теории с экспериментальными данными; этим и объясняется начальная часть графика зависимости выхода ионов He^{++} от интенсивности лазерного излучения вплоть до плато.

Изложенная выше модель ионизации атома гелия подтверждается также экспериментальными исследованиями группы П. Агостини (Франция). Эта группа исследовала ионизацию атомов различных благородных газов. Был сделан вывод, что в случае ионизации атома ксенона туннельный механизм невозможен и имеет место [23] детально изученная ранее резонансная многофотонная ионизация атома. Таким образом, в этом последнем случае модель П. Коркума неприменима.

7. Генерация высоких гармоник. Генерация высоких гармоник в газах, о которых уже частично говорилось выше, является предметом активного исследования в течение многих лет, так как, с одной стороны, она дает возможность исследовать механизм взаимодействия атомных и молекулярных систем с интенсивным лазерным излучением, а с другой стороны, возникает возможность получения источника когерентного рентгеновского излучения.

С 1987 г. генерация высоких гармоник интенсивно исследовалась на атомах инертных газов с помощью различных лазеров с длинами волн от 248 нм до 1060 нм. Наивысший порядок гармоники наблюдался в неоне при интенсивности 10^{15} Вт/см^2 и длине волны 1060 нм группой в Сакле (Франция) [24] и оказался равным 135. Эти фундаментальные результаты индуцировали ряд теоретических работ.

Экспериментальные группы в последнее время сосредоточили внимание на исследовании генерации высоких гармоник эллиптически поляризованным лазерным излучением. Группа П. Коркума изучала генерацию гармоник в неоне и аргоне эллиптически поляризованным излучением лазера на сапфире с титаном при интенсивности $8 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2. В случае аргона максимальная гармоника была равна 21, а в случае неона — 41. Это согласуется с квазиклассической моделью генерации гармоник [25], в которой туннелирование учитывает также и взаимодействие электрона с ионом.

Группа С.Л. Чина наблюдала генерацию высоких гармоник в аргоне под действием лазера с длительностью 1 пс и длиной волны 594 нм, имеющего эллиптическую поляризацию. Интенсивность излучения составляла около 10^{13} Вт/см^2. В этом эксперименте реализовывались условия для многофотонного процесса ионизации. Сравнение экспериментальных результатов по выходам с предсказаниями теории возмущений показало, что гармоники высокого порядка ($q \geq 7$) имеют больший выход, чем результат расчета по теории возмущений соответствующего порядка. Этому было дано следующее качественное объяснение. Связь высоколежащих состояний атома с большими угловыми моментами, лежащих вблизи границы непрерывного спектра, с вырожденными или почти вырожденными состояниями, имеющими малый угловой момент, согласно расчетам приводит к усилению генерации гармоник.

Группы в Сакле (Франция) и Ливерморской лаборатории (США) проводили обширные экспериментальные исследования по генерации гармоник эллиптически поляризованным излучением. Эти данные охватывают как многофотонный, так и туннельные пределы механизма ионизации. Использовались два типа лазеров: лазер на красителе с длительностью 1 пс и тераваттный лазер на хроме. Показано, что генерация гармоник в различных инертных газах (неон, аргон, криптон и ксенон) существенно зависит от степени эллиптичности излучения. В случае генерации гармоник в неоне лазером на хроме найдено, что для относительно небольших номеров гармоник чем выше ее номер, тем сильнее выход этой гармоники убывает с увеличением эллиптичности излучения. Однако, если номер гармоники выше 19, зависимость выхода гармоник от степени эллиптичности ослабевает.

Генерация гармоник в неоне излучением с длиной волны 7,6 нм вплоть до 103-й гармоники

наблюдалась группой Миядзаки (Япония). Было обнаружено, что распределение выхода гармоник содержит широкое плато. Усиление выхода около конца плато было объяснено динамическим сдвигом Штарка возбужденных атомных состояний.

Для того чтобы генерация гармоник была хорошо наблюдаема, необходимо выполнить условие фазового синхронизма. Минимизация фазовой расстройки достигалась в описанных выше экспериментах путем уменьшения размеров камеры и давления газа в ней до 1 торр.

8. Эксперименты при сверхвысокой интенсивности излучения. При сверхвысокой интенсивности лазерного излучения взаимодействие этого излучения с атомами отходит на второй план по сравнению с взаимодействием излучения с лазерной плазмой. Атомные частицы ионизуются за время возрастания лазерного импульса, так что сверхвысокие значения интенсивности в максимуме импульса соответствуют взаимодействию с ионами и электронами, т.е. с плазмой. При максимальных значениях интенсивности в импульсе выше 10^{18} Вт/см^2 предсказывается релятивистская самофокусировка пучка в плазме. В газовой среде самофокусировка наблюдалась для лазерного импульса с длиной волны 1050 нм [26]. Однако пучок быстро расходился, прежде чем достигалась наилучшая фокусировка.

9. Заключение. В 1990 г. на V конференции по многофотонным процессам в Париже предсказывалось, что вскоре интенсивности лазерного излучения в лабораториях превзойдут 10^{20} Вт/см^2 и что на VI конференции в Квебеке будет анонсирована новая область релятивистской физики взаимодействия излучения с атомами и молекулами. К сожалению, этого не произошло.

В настоящее время все более популярным становится так называемый T^3-лазер (их около пятнадцати в различных лабораториях мира). В качестве усилительной среды используется титан с сапфиром, а центральная длина волны излучения составляет около 800 нм. В таком лазере легко осуществить синхронизацию мод излучения с высокой стабильностью. Ширина полосы весьма велика, так что несложно получать ультракороткие импульсы (порядка 50 фс). Этого невозможно добиться с системами на стекле, где, самое лучшее, могут быть получены субпикосекундные лазерные импульсы. Наконец, хорошая теплопроводность титана позволяет достичь высокой повторяемости импульсов. Верхний предел таких лазеров по интенсивности был оценен Дж. Муру в 10^{21} Вт/см^2. Более высокие значения интенсивности лазерного излучения потребуют других новых технологий, которые в настоящее время не разработаны.

Таким образом, физика многофотонных процессов в атомных и молекулярных системах развивается вширь и вглубь, включая в себя новые задачи и более детальное исследование старых. Этот краткий обзор дает представление о современном состоянии этого направления.

(Перевод с англ. В.П. Крайнова)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bandrauk A.D., Aubanel E., Gauthier J.M.* Laser Phys. 1993, **3,** 381.
2. *Boreham B.W., Luther-Davies B.* J. Appl. Phys. 1979, **50,** 2533.
3. *Boreham B.W., Hughes J.L.* Sov. Phys. — JETP. 1981, **53,** 252.
4. *Keldysh L.V.* Sov. Phys. — JETP. 1965, **20,** 1307.
5. *Chin S.L., Yergeau F., Lavigne P.* J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1985, **18,** L213.
6. *Yergeau F., Chin S.L., Lavigne P.* J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1987, **20,** 723.
7. *Xiong W., Yergeau F., Chin S.L., Lavigne P.* J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1988, **21,** L159.
8. *Xiong W., Chin S.L.* Sov. Phys. — JETP. 1991, **72,** 268.
9. *Xiong W., Chin S.L.* Laser and Particle Beams. 1992, **10,** 1.
10. *Ilkov F.A., Decker I.E., Chin S.L.* J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1992, **25,** 4005.
11. *Corkum P.B., Burnett N.H., Brunei F.* Phys. Rev. Lett. 1989, **62,** 1259.
12. *Augst S., Strickland D., Meyerhofer D.D., Chin S.L., Eberly J.H.* Phys. Rev. Lett. 1989, **63,** 2212.
13. *Augst S., Meyerhofer D.D., Strickland D., Chin S.L.* J. Opt. Soc. Am. B. 1991, **8,** 858.
14. *Ammosov M.V., Delone N.B., Krainov V.P.* Sov. Phys. — JETP. 1986, **64,** 1191.
15. *Decker J.E., Xu G., Chin S.L.* J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1991, **24,** L281.
16. *Decker J.E., Xu G., Chin S.L.* J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1992, **25,** 3117.
17. *Dietrich P., Corkum P.B.* J. Chem. Phys. 1992, **97,** 3187.
18. *Chin S.L., Liang Y., Decker J.E., Ilkov F.A., Ammosov M.V.* J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1992, **25,** L249.
19. *Walsh T.D.G., Decker J.E., Chin S.L.* J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1993, **26,** L85.
20. *Chin S.L., Decker J.E., Walsh T.D.G., Liang Y., Xu G.* Laser Phys. 1993, **3,** 298.
21. *Fittinghoff D.N., Bolton P.R., Chang B., Kulander K.C.* Phys. Rev. Lett. 1992, **69,** 2642.
22. *Krause J.L., Schafer K.J., Kulander K.C.* Phys. Rev. Lett. 1992, **68,** 3535.
23. *Mevel E., Breger P., Trainham R., Petite G., Agostini P.* Phys. Rev. Lett. 1993, **70,** 406.
24. *L'Huillier A., Balcou Ph.* Phys. Rev. Lett. 1993, **70,** 774.
25. *Corkum P.B. et al.* Submitted to Phys. Rev. Lett. 1993.
26. *Augusts T., Monot P., Lompre L.A., Mainfray G., Manus C.* Opt. Commun. 1992, **89,** 145.