

535(061.3)

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
(по материалам I Международной конференции по взаимодействию
электрона с сильным электромагнитным полем излучения, Венгрия,
Балатонфюрет, 11-16 сентября 1972 г.)

Н. Б. Делоне

За последние годы сформировалось новое направление, лежащее на границе между нелинейной оптикой, физикой атома, квантовой радиофизикой и физикой плазмы, — исследование элементарных нелинейных оптических явлений. Такие явления (для наблюдения которых необходима большая напряженность светового поля), как рождение электронных пар, вынужденный эффект Комптона, многофотонная ионизация и многофотонное возбуждение атомов, резонансная диссоциация молекул, нелинейный поверхностный фотоэффект, представляют не только самостоятельный интерес. С одной стороны, исследование этих явлений способствует дальнейшему развитию квантовой электродинамики и квантовой механики. С другой стороны, эти явления лежат в основе ряда астрофизических процессов, происходящих при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом, резонансной химии, в основе ряда новых методов диагностики плазмы.

Прогресс в развитии лазеров позволяет сейчас получать напряженность поля, приближающуюся к атомной, в широком диапазоне длин волн — от нескольких сотен

ангстрем до десяти микрон. Освоение лазеров на красителях дало в руки экспериментаторов источник интенсивного света с плавно изменяющейся частотой. На ряде длин волны достижимы исключительно высокие интенсивности излучения. На длине волны 1,06 мкм (лазер на стекле с неодимом) можно осуществить рекордную (на данный момент) напряженность поля до 10^{11} в/см. Значительные объемы пространства, в которых можно получать сильные поля, позволяют исследовать не только элементарные процессы, но и накапливающиеся эффекты.

Элементарные нелинейные оптические явления занимают все большее место в программах ряда крупных периодически происходящих конференций (международных конференций по квантовой электронике, по явлениям в ионизованных газах; всесоюзных конференций по нелинейной оптике), не являясь, однако, ни в одном случае основной тематикой. Поэтому идея организации международной конференции, посвященной элементарным нелинейным оптическим явлениям, была активно поддержана в ряде стран и в том числе в СССР. Конференция была организована Венгерской Академией наук, Венгерским физическим обществом им. Л. Этвеша и Центральным институтом физических исследований Венгерской Академии наук.

Наиболее представительной как по числу участников, так и по числу представленных докладов была секция конференции, посвященная нелинейной фотоионизации атомов и молекул. Надо отметить, что исследования нелинейных эффектов, возникающих в молекулах, не были представлены на конференции достаточно широко. Что же касается атомов, то можно выделить три основных вопроса, которые подробно обсуждались на конференции.

Первый вопрос — зависимость характера процесса многофотонной ионизации атома от конкретного спектра связанных состояний электрона и частоты излучения. Исследования, выполненные за последние годы в ФИАНе, показали, что можно выделить два типичных случая — прямой и резонансный процесс ионизации¹. Прямой процесс многофотонной ионизации был назван в том случае, когда в процессе поглощения квантов поля электрон переходит из основного состояния в непрерывный спектр по ряду виртуальных состояний, энергии которых $k\hbar\omega$ отличаются от энергии связанных состояний электрона $E_i(\mathcal{E})$, возмущенных полем излучения. В случае прямого процесса вероятность ионизации W связана с напряженностью поля \mathcal{E} соотношением $W = \alpha_{k_0} \mathcal{E}^{2k_0}$, где k_0 — число квантов, поглощаемых при ионизации, $k_0 = \langle (I/\hbar\omega) + 1 \rangle$, а α_{k_0} — сечение процесса. Сравнение экспериментальных данных о сечениях двух-, трех-, четырех- и пятифотонных процессов ионизации, измеренных в основном в ФИАНе, с расчетами по теории возмущений в соответствующем k_0 порядке показало, что первый исчезающий порядок теории возмущений хорошо количественно описывает опытные данные².

Резонансным был назван процесс многофотонной ионизации в том случае, когда по мере поглощения квантов поля электрон попадает в состояние, которое оказывается реальным, и выполняется соотношение $k\hbar\omega = E_i(\mathcal{E})$. Возможность возникновения многофотонного резонанса, в отличие от однофотонного, определяется двумя параметрами — не только частотой, но и напряженностью поля излучения. Резонанс может быть индуцирован сильным полем, возмущающим связанные состояния и существенно изменяющим их энергию и ширину. При наличии резонанса процесс ионизации происходит в два этапа — многофотонное резонансное возбуждение атома и ионизация возбужденного атома. Возникновение промежуточного многофотонного резонанса существенно изменяет характер процесса многофотонной ионизации атома — увеличивается вероятность ионизации и изменяется функциональная зависимость вероятности от интенсивности излучения. В зависимости от соотношения между расстройкой резонанса, уширением и изменением энергии резонансного состояния, возмущенного полем излучения, может наблюдаться зависимость $W(\mathcal{E})$ как более пологая, так и более крутая, чем степенная с показателем $2k_0$.

Процесс резонансной многофотонной ионизации оказался интересным не только сам по себе. Наблюдение резонансного процесса позволило исследовать возмущение атомных уровней в сильном световом поле. Классические методы, связанные с использованием вспомогательного света для наблюдения возбужденного состояния, как это было сделано группой Бонч-Бруевича (СССР)³ в случае резонансного возмущения и П. Платцем (Франция)⁴ в случае нерезонансного возмущения, как правило, использовать нельзя. Действительно, под действием сильного основного поля вероятность ионизации возбужденного состояния очень велика, так что время жизни в возбужденном состоянии очень мало: оно определяется не спонтанным переходом вниз, а вынужденным переходом вверх. Между тем еще первые исследования резонансного процесса ионизации, проведенные в ФИАНе¹, показали, что, наблюдая изменения зависимости $W = f(\mathcal{E})$, связанные с изменением частоты и интенсивности излучения, можно измерить как энергию возмущенного резонансного состояния, так и его ширину, т. е. получить полную информацию о возмущении. Этот метод был использован в цикле работ, выполненных в Центральном институте физических исследований Академии наук Венгрии группой Й. Бакоша⁵. Таким образом, удалось измерить изменение энергии перехода из состояния 2^3S в атоме гелия в состоянии с главными квантовыми числами

11—15 при напряженности поля порядка 10^6 в/см. Данные о возмущении высоких уровней в сильном поле представляют большой интерес. Сопоставление таких данных с расчетами динамической поляризуемости атомов, выполненными методом теории возмущений, позволит, в частности, установить границу применимости первого неисчезающего порядка. Интересно в связи с этим отметить расчеты динамической поляризуемости атома водорода в первых возбужденных состояниях, выполненные с учетом членов, пропорциональных \mathcal{E}^2 , \mathcal{E}^4 и \mathcal{E}^6 (И. Гонтие, М. Трахин, Франция (Сакле) ⁶). Оказалось, что уже при $\mathcal{E} \sim 10^7$ в/см члены высших порядков дают вклад, сравнимый с вкладом члена $\sim \mathcal{E}^2$.

Наконец, третий вопрос, широко обсуждавшийся на конференции, — это вопрос о спектре квазистационарных состояний системы атом + поле, когда возмущение нельзя считать малым. Различные данные эксперимента и теории, которые можно привлечь для анализа спектра, дают противоречивые результаты. Так, одна возможность заключается в экстраполяции на сильное поле экспериментальных и теоретических данных, описывающих возмущение в относительно слабом поле. Если на основе известных сечений однофотонной ионизации и измеренных в последнее время сечений многофотонной ионизации ¹ (в том числе и из возбужденных состояний) оценить ионизационное уширение связанных состояний в сильном поле, то окажется, что уже при напряженности в несколько единиц 10^7 в/см практически весь спектр связанных состояний должен сливаться в континуум. Возникновение континуума предсказывает и экстраполяция данных о динамической поляризуемости атомов, полученных в первом неисчезающем приближении теории возмущений ². Применение метода квазиэнергий пока не дало сколько-нибудь общих результатов для реального атома ³. Следует предполагать, что из-за большой вероятности ионизации из возбужденных состояний квазиэнергетический спектр атома в сильном световом поле также должен сливаться в континуум. Между тем исследование частотной зависимости процесса многофотонной ионизации атомов благородных газов при напряженности поля $\sim 5 \cdot 10^7$ в/см обнаружили резонансное изменение характера процесса, указывающее на дискретность спектра связанных состояний ⁴. В настоящее время в исследовании этого вопроса,носящего принципиальный характер, теория отстает от эксперимента; так, например, затруднен даже качественный анализ экспериментальных данных. Сейчас трудно указать оптимальный метод решения задачи о спектре квазистационарных состояний системы атом + поле; следует, однако, отметить, что в ряде аналогичных задач применение метода квазиэнергий ⁵ позволило получить важные результаты, в том числе предсказать качественное изменение спектра рассеяния света ⁶.

На секции, посвященной нелинейной фотоэмиссии из твердых тел, обсуждались в основном доклады хозяев конференции, экспериментаторов из Центрального института физических исследований Академии наук Венгрии. Хотя нелинейный поверхностный фотоэффект привлекает внимание широких кругов физиков в различных странах, экспериментальные результаты пока получены лишь в группе Г. Фаркаша в упомянутом институте. Методический успех этой группы связан с использованием ультракоротких лазерных импульсов. При освещении поверхности металла или диэлектрика излучением лазера, работающего в режиме синхронизации мод (длительность импульса $\sim 10^{11}$ сек), мишень не успевает сильно нагреться, так что электронами, образующимися за счет эффекта Ричардсона, можно пренебречь по сравнению с электронами, образующимися в результате нелинейного фотоэффекта. Экспериментальное исследование поверхностного фотоэффекта пока позволило выяснить два важных факта ¹⁰. Во-первых, при облучении ряда металлов и диэлектриков излучением с длиной волны 0,67 и 1,06 мкм наблюдался нелинейный выход электронов, хорошо описываемый степенным законом $J = \alpha_{k_0} \mathcal{E}^{2k_0}$, где α_{k_0} — сечение процесса, $k_0 = ((A/\hbar\omega) + 1)$, A — работа выхода. Экспериментальные данные, полученные для степени нелинейности в интервале $2 \leq k_0 \leq 5$, позволяют определить сечение процесса α_{k_0} и сравнить его с результатами расчетов, учитывающих детали процесса. Во-вторых, при повышении интенсивности излучения с $\lambda = 1,06$ мкм в случае облучения мишени из золота было обнаружено отклонение от степенного закона с показателем $k_0 = 4$. Контрольные опыты, проведенные при той же интенсивности, но при $\lambda = 0,53$ мкм, не показали отклонения от степенного закона. В соответствии с предсказаниями теории эффект отклонения от степенного закона может быть обусловлен туннельным характером процесса фотоэмиссии. Использование поверхностного фотоэффекта для исследования перехода от многофотонного характера процесса ионизации к туннельному характеру является в настоящее время, пожалуй, единственной возможностью экспериментальной проверки общеизвестной теории ионизации в световом поле, созданной Л. В. Келдышем. Надо отметить, что развитие теории нелинейного поверхностного фотоэффекта пока отстает от прогресса в эксперименте. Между тем исследования нелинейного поверхностного фотоэффекта могут дать важные сведения о структуре потенциала на границе твердое тело — вакуум, глубине проникновения сильного поля в металл и диэлектрик, а также о статистике лазерного излучения.

Подавляющее большинство вопросов, обсуждавшихся в секции, посвященной взаимодействию свободного электрона с интенсивным лазерным излучением, относилось к теории различных элементарных эффектов. Широко обсуждались отдельные частные случаи процесса рождения пар в вакууме под действием сильного светового поля. Известно, что исследования подобных процессов представляют большой интерес для квантовой электродинамики. В вакууме процесс рождения электронных пар становится эффективным, когда выполняется условие $(E/mc^2) \mathcal{E}/\mathcal{E}_{\text{кр}} \sim 1$, где E — энергия электрона, \mathcal{E} — напряженность поля, $\mathcal{E}_{\text{кр}} = m^2 c^3 / e \hbar$. Для выполнения этого условия необходима напряженность поля $\mathcal{E} \sim 10^{13}$ в/см, что на 4—5 порядков больше рекордных достижений современной лазерной техники. Однако в поле ядра, когда процесс рождения пар происходит при наличии рассеяния, он становится эффективным при значительно меньшей напряженности светового поля¹¹. Для этого достаточно, чтобы нерелятивистский электрон в среднем, за период волны, становился релятивистским. Необходимая напряженность поля $\mathcal{E} \sim 10^{11}$ в/см, как уже говорилось выше, достижима на пределе современных возможностей. Это делает актуальным проведение детальных теоретических исследований процесса рождения пар в поле ядра, так как в ближайшем будущем следует ожидать появления экспериментальных данных.

При больших напряженностях поля качественно изменяется характер эффекта Комптона — тот же двухфотонный процесс рассеяния имеет уже не спонтанный, а вынужденный характер. Так как эффективность вынужденного рассеяния возрастает с увеличением интенсивности излучения, уже при легко достижимой напряженности поля $\mathcal{E} \sim 10^9$ в/см комpton-эффект играет существенную роль во взаимодействии лазерного излучения с газом и плазмой. Передача энергии электрону возможна лишь при конечной ширине частотного и углового спектров излучения. Так как число фотонов при вынужденном (двухфотонном) эффекте Комптона сохраняется, нагревание электронов сопровождается красным смещением в спектре излучения, наблюдаемым экспериментально¹². Большая напряженность монохроматического поля лазерного излучения позволяет наблюдать и эффект Капицы — Дирака, являющийся, как известно, частным случаем двухфотонного вынужденного комptonовского рассеяния — упругим рассеянием¹³. Интересно, что описание вынужденного эффекта Комптона возможно на языке классической физики¹⁴, если время прохождения электроном расстояния порядка длины волны много больше периода поля. Нагрев электронов при этом можно описать как результат броуновского движения в поле градиентной силы, а рассеяние электронов — как результат движения электрона в быстропеременном поле.

На конференции вновь обсуждался¹⁹ эффект Шварца—Хоры, заключающийся, как известно, в свечении экрана под действием электронного пучка, модулированного лазерным излучением. Модуляция осуществлялась путем освещения тонкой пленки, через которую проходил пучок. Наблюдалось свечение экрана на частоте, соответствующей частоте модуляции. Интерпретация этих первых¹⁵ и пока единственных результатов привела к развитию двух новых направлений — квантовой теории модуляции электронного пучка светом¹⁶ и теории когерентного переходного излучения^{16, 17}. С точки зрения квантовой теории после прохождения среды, находящейся в световом поле, электрон не имеет определенной энергии и импульса, его волновая функция представляет собой суперпозицию состояний, возникающих в результате вынужденного поглощения и испускания n квантов света. Интерференция этих состояний обуславливает модуляцию плотности пучка в пространстве. При взаимодействии модулированного потока электронов с поверхностью экрана, кроме сплошного спектра излучений (переходного, тормозного, люминесцентного), возникает когерентное переходное излучение¹⁷. Интенсивность когерентного излучения, имеющего частоту модуляции электронного пучка, пропорциональна квадрату тока.

Таким образом, с одной стороны, удалось теоретически рассмотреть физические явления, приводящие к модуляции электронного пучка и к возникновению когерентного переходного излучения. С другой стороны, детальный количественный анализ, проведенный Б. Я. Зельдовичем¹⁸, показал, что в условиях опыта¹⁵ максимально возможная интенсивность когерентного излучения в 10^4 раз меньше величины, сообщенной в работе¹⁵, а излучение, имеющее непрерывный спектр, имеет интенсивность в 10^5 раз большую, чем когерентное. Очевидно, необходимо повторение опыта¹⁵, проведение ряда опытов с вариацией основных параметров, а также тщательный количественный анализ экспериментальных данных, чтобы можно было сделать первые заключения о модуляции электронного пучка светом и о когерентном переходном излучении.

Существенным недостатком конференции, помимо уже упомянутого выше малого внимания к процессам, происходящим в молекулах, явилось столь же малое внимание к процессам многофотонного рассеяния света на атомах. Доклад С. Килиха (Польша) дал лишь общую картину всего многообразия различных нелинейных эффектов при рассеянии света²⁰.

Общая оценка конференции была сделана рядом участников на заключительном заседании. А. М. Бонч-Бруевич (СССР), С. Килих (Польша), Х. Рейсс (США) отметили большое значение конференции для развития исследований в области элементарных нелинейных оптических явлений, хорошую подготовку конференции (председатель

Оргкомитета Й. Бакош, Венгрия) и прекрасную организацию конференции (отдел Физической оптики Центрального института физических исследований Академии наук Венгрии). Вобщем было мнение о необходимости периодического проведения конференций по данной тематике. Желательно при этом, с одной стороны, расширить обсуждение ряда вопросов (взаимодействие интенсивного света с молекулами, многофотонные рамановские явления, вынужденный эффект Комптона и вынужденный обратный тормозной эффект), а с другой стороны, более строго ограничиться собственно элементарными процессами, не рассматривая накапливающихся или усредненных эффектов, возникающих при взаимодействии интенсивного света с макроскопическими объектами.

На заключительном заседании оргкомитета было решено опубликовать обзорные доклады. Эту работу взял на себя Центральный институт Физических исследований Венгрии (редактор Й. Бакош): в настоящее время сборник докладов вышел в свет. Было решено провести следующую конференцию в 1975 г. в Венгрии. Председателем оргкомитета остается Й. Бакош (Венгрия, Будапешт 114, P.O.B-49, ЦИФИ АН ВНР).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. Delone, Invited Papers of the Conference on the Interaction of Strong Electromagnetic Field with Electron, Budapest, 1973.
2. L. Rapoport, *ibid.*, p. 99.
3. A. Bonch-Bruевич, *ibid.*, p. 255.
4. R. Rapoulet, P. Platz, *ibid.*, p. 211.
5. J. Bakos, A. Kiss, L. Szabo, M. Tandler, Reprint KFKI 69, 1972.
6. I. Gontie, M. Trahin, Reprint CEA (Saclay), Nr. 112, 1972.
7. Ya. B. Zel'dovich, сборник, p. 5; УФИ 110, 139 (1973).
8. Д. Т. Алпмов, П. К. Бережецкая, Г. А. Делоне, П. Б. Делоне, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 11, 21 (1971); Письма ЖЭТФ 64, 1178 (1973); G. Baravian et al., Appl. Phys. Lett. 18, 387 (1971).
9. V. Kovarsky, сборник¹, p. 125.
10. G. Farkas, *ibid.*, p. 179.
11. E. Bunkin, *ibid.*, p. 59.
12. И. К. Красюк, П. П. Пашинин, Письма ЖЭТФ 12, 493 (1970); M. Desroisette et al., Phys. Lett. A32, 249 (1970).
13. L. S. Bartel et al., Phys., Rev. Lett. 14, 851 (1965); H. Schwarz et al., Phys. Lett. A19, 202 (1965).
14. Б. Я. Зельдович, Аннотации докладов конференции¹, стр. 27.
15. H. Schwarz, Н. Нога, Appl. Phys. Lett. 15, 349 (1969).
16. Д. А. Варшавович, М. И. Дьякопов, Письма ЖЭТФ 11, 594 (1970); ЖЭТФ 60, 90 (1971).
17. П. Л. Рубин, Письма ЖЭТФ 11, 356 (1970).
18. Б. Я. Зельдович, ЖЭТФ 61, 135 (1971).
19. H. Schwarz, сборник¹, p. 39.
20. S. Kilich, *ibid.*, p. 279.