

УДК 539.186

РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ АТОМОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СИЛЫ ВЫНУЖДЕННОГО СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ В ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНОМ ИМПУЛЬСНОМ ПОЛЕ СТОЯЧЕЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

Г. А. Рябенко, В. А. Гринчук, И. А. Гришина,
М. Л. Нагаева, Н. М. Тиленин, В. П. Яковлев

Анализируется рассеяние пучка атомов натрия в импульсном поле двух встречных пучков резонансного лазерного излучения. Проводится сравнение экспериментально измеренной функции распределения рассеянных атомов по импульсам с результатами теоретического численного расчета. Получено хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими значениями максимального импульса, приобретенного атомами за счет силы вынужденного светового давления в поле стоячей световой волны. Показано, что вид экспериментального распределения сильно зависит от пространственного распределения интенсивности излучения в поперечном сечении лазерного пучка.

В данной работе исследуется эффект резонансного светового давления на атомы, эффективность которого определяется скоростью спонтанных и вынужденных переходов. В рассматриваемом эксперименте исследуется вынужденное световое давление (ВСД), возникающее за счет вынужденных процессов в пространственно неоднородном поле, где сила воздействия зависит от градиента поля. Используется поле стоячей световой волны, в котором градиент интенсивности достигает наибольшего значения. Исследование ВСД проводится методом рассеяния пучка атомов натрия, пересекающего под прямым углом стоячую световую волну, обладающую сильным ($\geq 100 \text{ В/см}$) полем,

сформированную встречными импульсами (~ 15 нс) резонансного лазерного излучения. Рассеяние атомов пучка на решетке стоячей световой волны в такой ситуации должно происходить только за счет силы ВСД, так как импульсный характер взаимодействия исключает заметный набор атомом импульса за счет спонтанного поглощения (длительность импульса порядка времени спонтанного распада резонансного уровня натрия).

Анализируется экспериментально измеренное распределение рассеянных атомов по импульсам (диаграмма рассеяния). Проводится сравнение с теоретическим распределением, полученным при решении задачи рассеяния двухуровневого атома в поле стоячей световой волны под действием силы вынужденного светового давления. Анализируются причины, определяющие вид экспериментально измеренной диаграммы рассеяния.

Вкратце напомним схему и методику экспериментов, подробности которых можно найти, например, в [1, 2].

Стационарный пучок атомов натрия с плотностью $\sim 10^8$ см⁻³ и угловой расходимостью $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ рад имел форму ленты, сечение которой в области взаимодействия составляло 0.1×11 мм². Световой луч диаметром ~ 15 мм пересекал атомный пучок под прямым углом. В качестве источника излучения использовался импульсный (~ 15 нс) лазер на красителе Родамин С, частота которого перестраивалась вблизи D_2 -линии натрия (переход $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ с длиной волны $\lambda = 5896 \text{ \AA}$) с точностью ~ 1.3 ГГц. Использовалась схема со скользящим падением излучения на дифракционную решетку (длина решетки 12 см, 300 штрихов/мм). Ширина и структура спектра генерации могли варьироваться с помощью изменения угла “скользящего падения”, и размера области прокачки. Спектр контролировался интерферометром Фабри–Перо с базой 30 мм и пределом разрешения ~ 0.1 ГГц.

Общим для всей совокупности имеющихся у нас экспериментальных данных является тот факт, что лазер работал в многомодовом режиме. Это утверждение относится как к тем очевидным ситуациям, когда спектр излучения содержал несколько линий, разбросанных в интервале $\sim 0.4 - 0.8$ ГГц, так и к тем случаям, когда зарегистрированная ширина спектра была минимальной (~ 0.15 ГГц) и фактически не выходила за пределы разрешения интерферометра Фабри–Перо.

Импульсное поле стоячей световой волны формировалось за счет расщепления основного луча на два с последующим сведением их в области взаимодействия с атомным пучком.

Детектирование осуществлялось методом ионизации атомов на поверхности тонкой, диаметром ~ 100 мкм, нагретой W-Re проволоочки, которая была натянута в плоскости ленты атомного пучка. Детектор находился на расстоянии 25 см от области взаимодействия. Измерялась величина переменной составляющей тока детектора при фиксированном времени задержки относительно начала лазерного импульса. Тем самым выделялся вклад рассеянных атомов, которые имели определенную продольную скорость. Перемещение детектора поперек атомного пучка осуществлялось с точностью ~ 20 мкм.

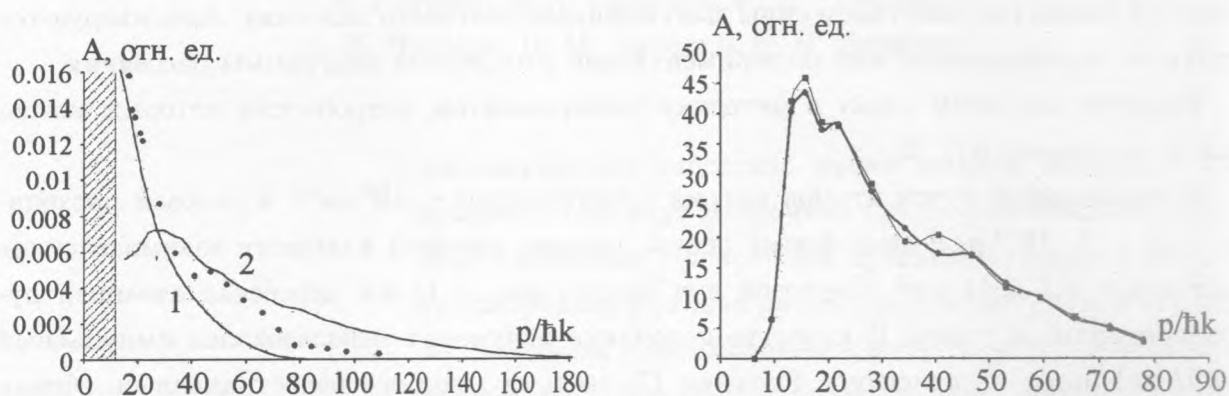


Рис. 1. Экспериментальная диаграмма рассеяния атомов для амплитуды поля $E_0 = 930$ В/см (точки). Сплошными линиями показаны теоретические распределения рассеянных атомов по импульсам для двух значений амплитуды поля (1 – $E_0 = 600$ В/см, 2 – $E_0 = 1200$ В/см), отвечающих границам экспериментального интервала точности определения поля.

Рис. 2. Экспериментальные диаграммы рассеяния, измеренные для режимов работы лазера с различным спектром (■ – ширина спектра ~ 0.15 ГГц, ● – ширина спектра ~ 0.4 ГГц).

На рис. 1 приведена типичная диаграмма рассеяния (данные соответствуют рассеянию в одну сторону от атомного пучка), полученная для излучения с шириной спектра ~ 0.15 ГГц. Область, занимаемая стационарным пучком, заштрихована. Измерения проводились только для углов рассеяния, превосходящих угловую расходимость невозмущенного атомного пучка. Из этих результатов видно: (1) крыльям диаграммы рассеяния отвечают достаточно большие значения приобретаемых атомами поперечных импульсов – от нескольких десятков до сотни $\hbar k$. Это указывает на вынужденный

характер взаимодействия атомов с полем; (2) с увеличением поперечного импульса сигнал рассеяния убывает практически монотонно.

Эксперименты, выполненные для других режимов работы лазера, показали, что при одинаковых условиях изменение ширины и структуры спектра излучения вплоть до величины порядка $0.4 - 0.8 \text{ ГГц}$ не влияет на форму крыльев диаграммы рассеяния. На рис. 2 показаны две диаграммы рассеяния, измеренные для разных режимов работы лазера, отличающихся шириной спектра. Интенсивность лазерного излучения оставалась постоянной. На рисунке экспериментальные точки, полученные при малой ($\sim 0.15 \text{ ГГц}$) ширине спектра лазерного излучения и при более широкой ($\sim 0.4 \text{ ГГц}$), отмечены разными значками. Видно, что рассеяние атомов на крыльях диаграммы рассеяния происходит одинаково, независимо от ширины спектра рассеивающего поля. Отметим также, что крылья диаграммы рассеяния наименее чувствительны к таким факторам как ширина и форма стационарного атомного пучка. Поэтому поведение крыльев диаграммы рассеяния представляется наиболее удобной характеристикой процесса взаимодействия для сопоставления с теорией.

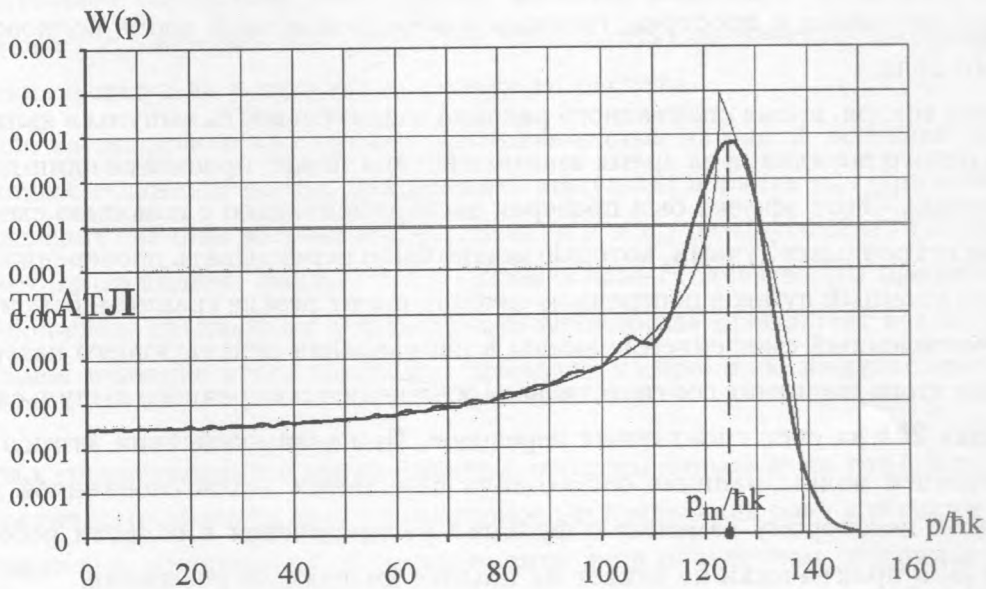


Рис. 3. Результаты теоретического расчета функции распределения по поперечным импульсам атомов, рассеянных в пространственно неоднородном поле стоячей волны. Жирной линией показаны результаты точного численного расчета. Тонкая линия соответствует приближенному аналитическому расчету (корневое распределение).

На рис. 3 показаны результаты теоретического расчета функции распределения рассеянных атомов по поперечным импульсам.

При описании движения центра инерции атома мы ограничимся простой двухуровневой схемой резонансного перехода, с которым взаимодействует поле стоячей световой волны $E(t)\cos kx \exp(-i\Delta \cdot t)$ с временной огибающей $E(t)$. Здесь Δ – отстройка частоты поля от резонанса с рабочим атомным переходом. Хотя реальная структура D_2 -линии натрия более сложная, можно привести качественные аргументы в пользу сделанного упрощения. Действительно, наиболее существенным отличием от двухуровневой модели является сверхтонкое расщепление основного состояния, которое составляет 1.7 ГГц . В условиях наших экспериментов частота лазера настраивалась на резонанс с атомным переходом с точностью $\sim 1.3 \text{ ГГц}$, что сопоставимо с величиной указанного сверхтонкого расщепления. Это позволяет ограничиться рассмотрением эффективной двухуровневой системы с отстройкой от резонанса, которая по порядку величины равна половине сверхтонкого расщепления, то есть $\Delta/2\pi = 0.85 \text{ ГГц}$.

Благодаря короткой длительности лазерного импульса и малости частоты отдачи, задачу можно существенно упростить, пренебрегая спонтанными переходами из возбужденного состояния и пространственным смещением атомов вдоль волнового вектора светового поля.

Строго говоря, время спонтанного распада и длительность импульса являются величинами одного порядка, и за время взаимодействия может произойти один-два спонтанных перехода. Этот эффект был проверен экспериментально с помощью схемы с разделенными встречными лучами, которые можно было перекрывать поочередно. Благодаря тому, что атомный пучок в поперечном сечении имеет резкие границы, был измерен сигнал, обусловленный смещением границы в направлении действующего лазерного луча. Величина этого смещения соответствовала изменению поперечного импульса в интервале порядка $2\hbar k$ за счет спонтанных переходов. При взаимодействии атомов с сильным полем стоячей волны наличие одного-двух случайных актов спонтанной релаксации приводит к некоторому изменению функции распределения в области небольших импульсов [3] и практически не влияет на крылья диаграммы рассеяния.

В рамках сделанных упрощений было численно проинтегрировано нестационарное уравнение Шредингера для поля с гауссовой огибающей, $E(t) = E_0 \exp(-t^2/T^2)$. Отметим, что полученное решение определяется двумя параметрами: $T \cdot V_0$, где $V_0 = dE_0/\hbar$ есть частота Раби, и $T \cdot \Delta$.

Для получения окончательной функции распределения, которая изображена на рис. 3 жирной линией, было выполнено усреднение по начальным и по некоторому интервалу конечных поперечных импульсов. Начальное импульсное распределение считалось прямоугольным, а его ширину ($\sim 10\hbar k$) мы оценили из угловой расходимости стационарного атомного пучка. Интервал усреднения ($\sim 7\hbar k$) по конечным импульсам связан с диаметром проволоочки детектора. Расчет производился для амплитуды поля $E_0 \cong 930 \text{ В/см}$.

На том же рис. 3 тонкой линией изображено известное [4] корневое распределение $(1/\pi)[p_m^2 - (p - p_i)^2]^{-1/2}$, усредненное по начальным (p_i) и конечным импульсам. Характерная величина $p_m/\hbar k = (T|\Delta|/2)\{[1 + (2V_0/\Delta)^2]^{1/2} - 1\}$ представляет собой максимальный импульс, который могут приобрести атомы под действием классической силы в потенциале $(\hbar\Delta/2)[1 + (2V_0\cos kx/\Delta)^2]^{1/2}$, создаваемом пространственно неоднородным полем стоячей волны. Ради аккуратности заметим, что приведенные аналитические выражения получаются, если амплитуда поля остается постоянной в течение эффективного времени взаимодействия T .

Примечательное совпадение этих кривых, включая положение граничного импульса p_m , позволяет с уверенностью перенести прозрачную физическую интерпретацию аналитических формул на результаты численного расчета.

Как видно из теоретических кривых, представленных на рис. 3, основная доля атомов, рассеянных заданным полем, приобретает импульсы порядка p_m . При этом функция распределения сначала возрастает, а в области $p > p_m$ резко убывает. Такое поведение отражает те очевидные факты, что в сильном поле стоячей волны протяженность областей с большим градиентом эффективного потенциала превышает все остальные, а максимальное значение этого градиента приводит к обрезанию импульсного распределения.

Переходя к сопоставлению с экспериментом, обратим внимание на тот факт, что при выводе теоретических формул пространственное распределение поля в области взаимодействия считалось однородным. В эксперименте же в поперечном сечении лазерного луча пространственное распределение поля неоднородно.

Поскольку облучаемые атомы находятся в разных точках области взаимодействия, то результирующая форма диаграммы рассеяния будет зависеть от распределения поля в поперечном сечении лазерного импульса. Для цилиндрической симметрии поля с амплитудой $E_0(\rho) = E_0(0)(1 - 3\rho/4D)$, где $0 \leq \rho \leq D$ и диаметр лазерного луча $D \cong 1.5 \text{ см}$, проведено усреднение рассчитанной выше диаграммы рассеяния с учетом

экспериментально измеренного распределения интенсивности в области взаимодействия и вертикального расположения детектора. Получившиеся распределения для значений $E_0(0)$, отвечающих границам экспериментального интервала точности определения поля, показаны на рис. 1 сплошными линиями. Видно, что поведение экспериментальной диаграммы рассеяния хорошо описывается в рамках проведенных расчетов. Различие результатов теории и эксперимента в области малых импульсов означает, по-видимому, что здесь надо учитывать конечность поперечного размера атомного пучка и использовать более точное распределение по начальным импульсам.

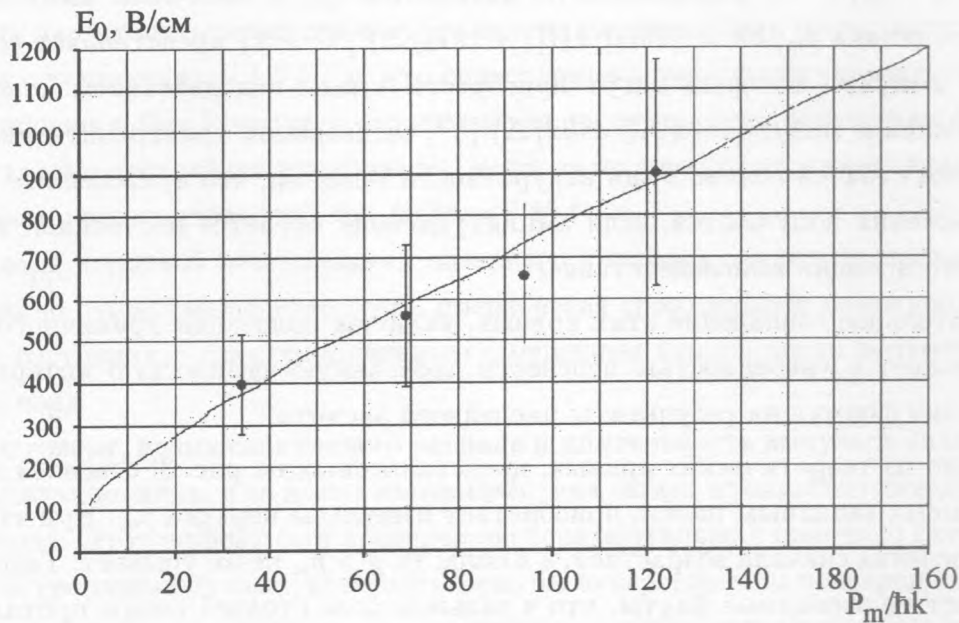


Рис. 4. Экспериментальная зависимость максимального импульса, приобретаемого атомами при рассеянии, от напряженности поля E_0 . Сплошная кривая соответствует численному расчету, выполненному на основе теории резонансного рассеяния атома в поле стоячей световой волны.

Неплохое соответствие между теоретическими расчетами и экспериментальными результатами было также получено при исследовании зависимости максимального импульса рассеянных атомов от напряженности поля. Граничный импульс p_m приобретают атомы, находящиеся в момент взаимодействия с рассеивающим полем в области максимального поля, которое в эксперименте измеряется с точностью порядка $\pm 30\%$. На рис. 4 показано несколько экспериментальных значений граничного импульса. В каждом случае указывается интервал значений поля, соответствующий конкретному измерению. Они достаточно хорошо согласуются с результатами расчета, полученного

с помощью численного интегрирования уравнений движения с последующей процедурой усреднения. Изображенная кривая также удовлетворительно согласуется с аналитическим выражением для p_m .

Проведенный анализ показал, что наблюдаемое в эксперименте отклонение атомов при облучении стационарного атомного пучка двумя короткими встречными импульсами лазерного излучения хорошо согласуется с результатами теоретических расчетов, в которых рассматривалось резонансное рассеяние двухуровневого атома под действием силы вынужденного светового давления в пространственно неоднородном поле стоячей световой волны.

Работа поддержана грантом РФФИ N 04-02-16734.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Гринчук В. А., Гришина И. А., Кузин Е. Ф., и др. Квантовая электроника, **21**, N 4, 314 (1994).
- [2] Рябенко Г. А., Гринчук В. А., Гришина И. А., и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 12, 26 (2000).
- [3] Петропавловский С. В., Тиленин Н. М., Яковлев В. П. Квантовые скачки в рассеянии атомов стоячей световой волной, Сб. труд. науч. сесс. МИФИ-2002.
- [4] Казанцев А. П., Сурдутович Г. И., Яковлев В. П. Механическое действие света на атомы. М., Наука, 1991.

Институт общей физики
им. А.М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 16 марта 2006 г.