

УДК 539.186

## ВЛИЯНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАССЕЯНИЕ АТОМОВ В ПОЛЕ ДВУХ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

В. А. Гринчук, И. А. Гришина, М. Л. Нагаева, Г. А. Рябенко, В. П. Яковлев<sup>1</sup>

*Изучается процесс рассеяния пучка атомов натрия в сильном поле двух встречных импульсов резонансного лазерного излучения. Показано, что переход от многомодового к одномодовому режиму работы лазера не влияет на процесс рассеяния и его аномальные частотные свойства.*

Настоящая работа является продолжением цикла экспериментов [1 – 4] по рассеянию пучка атомов натрия под воздействием двух интенсивных встречных импульсов резонансного лазерного излучения. В этих экспериментах наблюдались аномальные частотные свойства функции распределения рассеянных частиц по импульсам. Эта частотная аномалия оказалась весьма чувствительной к временной задержке  $\tau$  между импульсами, которая в типичной ситуации была порядка  $10^{-10}$  с и составляла лишь малую долю от длительности  $T \sim 10^{-8}$  с самих импульсов. Поэтому возникает естественный вопрос, не связаны ли временные корреляции такого масштаба со спектральной структурой лазерного излучения. Исследование этого вопроса и составляет предмет данной работы.

Напомним кратко схему эксперимента [2]. Ленточный пучок атомов натрия (с сечением  $0,2 \times 11$  мм<sup>2</sup>, расходимостью  $\sim 5 \cdot 10^{-4}$  рад и плотностью  $\sim 10^8$  см<sup>-3</sup>) подвергался облучению (под прямым углом) двумя встречными импульсами лазерного излучения – падающим и отраженным от зеркала, расположенного на расстоянии  $R = 1$  см от плоскости ленты пучка. Частота лазера перестраивалась вблизи  $D_2$  линии ( $3S_{1/2} - 3P_{3/2}$ ) атома натрия.

<sup>1</sup>Московский инженерно-физический институт.

В результате облучения атомы приобретали поперечный (по отношению к направлению своего движения в пучке) импульс и рассеивались из пучка. На рис. 1 приведены диаграммы рассеяния (функции распределения атомов по поперечным импульсам), измеренные для трех значений отстройки  $\Delta = 2\pi\nu$  частоты поля от резонансного атомного перехода. По оси абсцисс даны две шкалы – угол рассеяния и поперечный импульс  $P_x$  атома в единицах импульса фотона  $\hbar k$ .

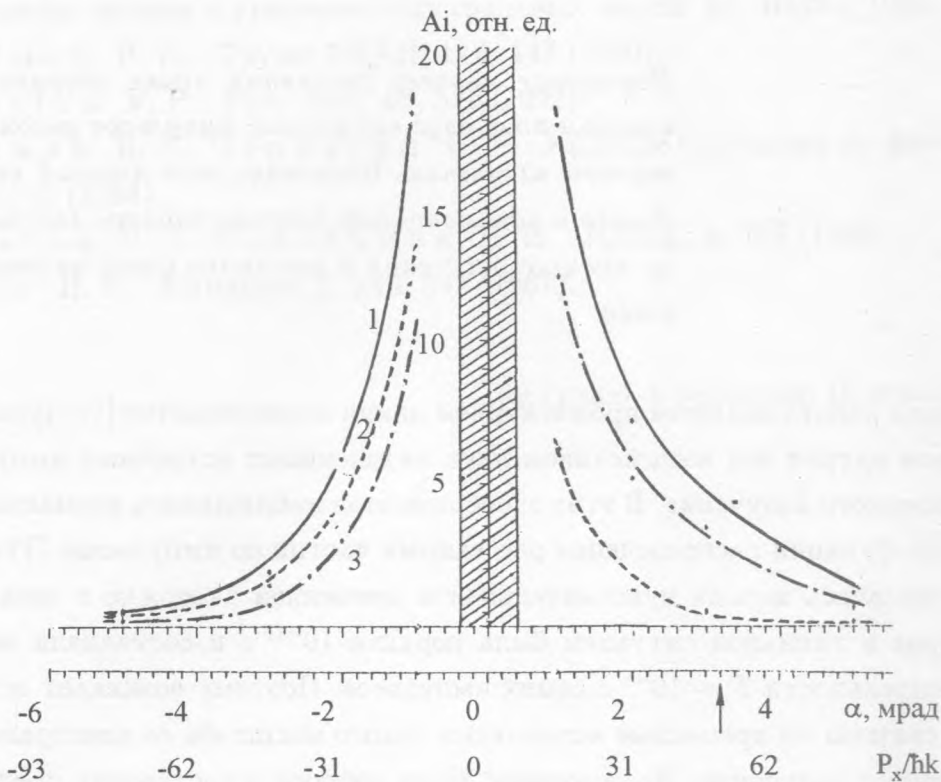


Рис. 1. Диаграммы рассеяния атомов натрия, измеренные при отстройках от резонанса  $\Delta/2\pi = 0$  (1);  $\Delta/2\pi = 10$  ГГц (2);  $\Delta/2\pi = 19$  ГГц (3). Область, занимаемая стационарным пучком, заштрихована.

Как видно из этих результатов, наблюдаемые в эксперименте углы рассеяния отвечают поперечным импульсам вплоть до  $70\hbar k$ , где  $k$  – волновой вектор светового поля. Очевидно, что за короткое время воздействия ( $\sim 10^{-8}$  с) атом может получить от поля такой импульс только в результате индуцированных процессов перерассеяния фотонов

между встречнобегущими волнами. Действительно, наблюдаемая скорость переизлучения фотонов ( $\sim 5 : 10^9 \text{ c}^{-1}$ ) существенно превышает скорость  $\gamma \sim 10^8 \text{ c}^{-1}$  спонтанных переходов и согласуется по порядку величины с рабиевской частотой  $2dE/\hbar$  в условиях эксперимента. Прямым подтверждением того, что рассеяние обусловлено индуцированными переходами, послужил эксперимент [1], в котором отраженный от зеркала световой пучок был перекрыт и рассеяние не происходило.

На первый взгляд напрашивается вывод, что рассеяние связано с воздействием на атом силы вынужденного светового давления (градиентной силы), возникающей в неоднородном поле стоячей волны, образованной двумя встречными когерентными волнами. Основные закономерности такого процесса для стационарной постановки задачи рассеяния хорошо известны [5]. Так, из-за периодичности градиентной силы рассеяние одинаково вдоль векторов  $\pm \mathbf{k}$ . В адиабатических условиях включения и выключения взаимодействия, которые заведомо реализуются в экспериментах [1 – 4], так как  $\Delta T \gg 1$ , вероятность рассеяния является монотонной функцией  $\Delta$ . Отметим, что в неадиабатических условиях частотная зависимость функции распределения может обладать более сложной, в том числе и осциллирующей структурой [6 – 7].

Как видно из рис. 1, в данном эксперименте процесс рассеяния происходит иначе. Во-первых, функции распределения явно асимметричны, то есть рассеяние происходит неодинаково по направлению векторов  $\pm \mathbf{k}$ . Во-вторых, при изменении частоты лазерного излучения диаграмма рассеяния атомов смещается относительно центра атомного пучка то в сторону падающей волны ( $+\mathbf{k}$ ), то в сторону отраженной волны ( $-\mathbf{k}$ ). В работе [3] было показано, что период таких осцилляций приблизительно обратно пропорционален временной задержке между встречными волнами.

В эксперименте эти осцилляции легко обнаруживаются, если проводить измерения зависимости вероятности рассеяния атомов от частоты излучения для фиксированного угла рассеяния. На рис. 2 приводится такая зависимость для угла рассеяния  $3,2 \times 10^{-3} \text{ rad}$ , которому отвечает поперечный импульс  $\sim 50\hbar k$ , отмеченный стрелкой на рис. 1. Три значения отстройки, выбранные для рис. 1, соответствуют положению двух максимумов и одного минимума на рис. 2.

В данной работе выясняется влияние спектрального состава лазерного излучения на процесс рассеяния. С этой целью измерения проводились при трех режимах работы лазера – одномодовом режиме, режиме двух-трех мод и режиме многих мод. В качестве источника излучения использовался перестраиваемый по частоте импульсный лазер на красителе Родамин-С, продольная накачка которого осуществлялась излучением вто-

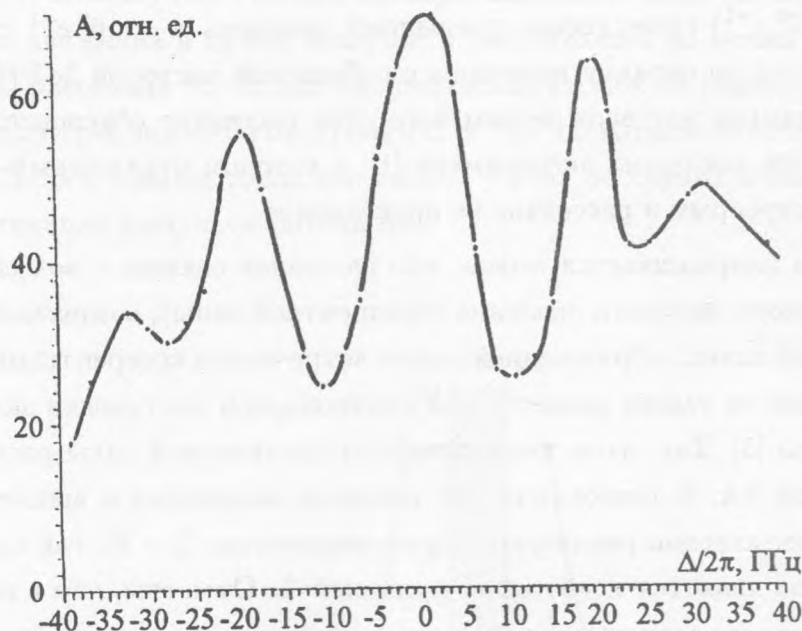


Рис. 2. Зависимость вероятности рассеяния атомов на угол  $3,2 \cdot 10^{-3}$  рад от отстройки частоты лазера от резонанса с  $D_2$ -линией натрия.

рой гармоники  $YAG:Nd$  лазера. Лазер работал в режиме одиночных импульсов. Частота лазера перестраивалась с помощью дифракционной решетки (300 штр/мм; рабочий порядок – 9; длина решетки 12 см), установленной под углом "скользящего падения". Режим лазера от одномодового до многомодового перестраивался с помощью изменения "угла скольжения". В одномодовом режиме ширина спектральной линии составляла  $\sim 0,15$  ГГц. В режиме двух-трех мод спектральная ширина линии, включающая моды, была  $\sim 0,4$  ГГц. В режиме многих мод огибающая спектра имела ширину  $\sim 1$  ГГц. Контроль спектра осуществлялся интерферометром Фабри–Перо с базой 30 мм. Расстояние между собственными продольными модами лазерного резонатора, средняя длина которого (по центру решетки) составляла 17 см, была  $\sim 1$  ГГц. Режимы двух-трех и многих продольных мод с расстоянием между модами  $\sim 0,15$  ГГц осуществлялись из-за неплоскостности длинной решетки, на отдельных частях которой одновременно происходила генерация продольных мод, немного отличающихся по частоте.

На рис. 3 представлены результаты измерений зависимости вероятности рассеяния атомов на угол  $\sim 3,2 \cdot 10^{-3}$  рад от отстройки от резонанса при трех режимах работы лазера. Результаты приведены для отстроек  $\Delta > 0$ . Измерения для  $\Delta < 0$  показали,

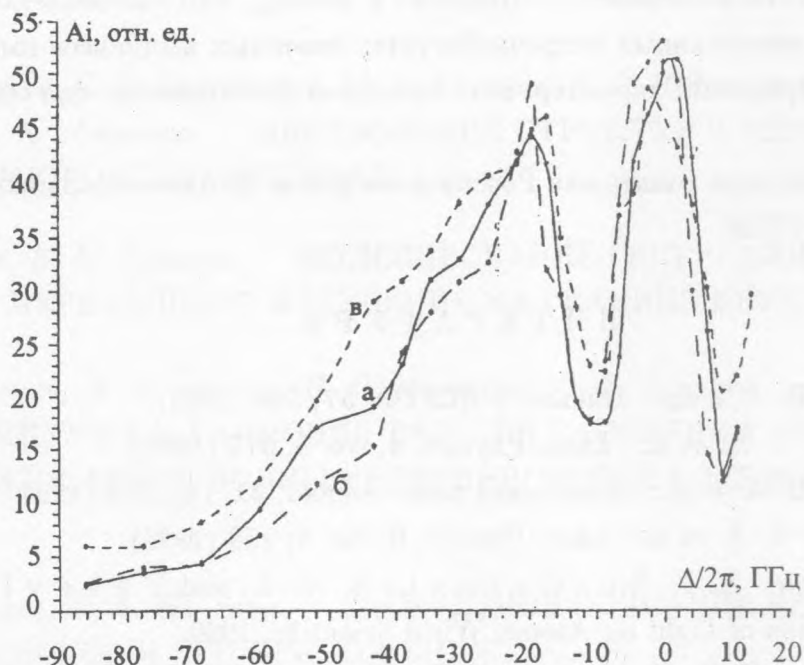


Рис. 3. Зависимость вероятности рассеяния атомов на угол  $\alpha = 3,2 \cdot 10^{-3}$  рад от отстройки от резонанса при трех режимах работы лазера: а – одномодовый; б – двух-трехмодовый; в – многомодовый.

что картина рассеяния симметрична относительно точки  $\Delta = 0$ . Напряженность поля приводится для максимума распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка. Отметим, что при измерениях на других углах рассеяния характерный вид частотной зависимости (положение максимумов и минимумов) не менялся. Можно видеть, что и период осцилляций частотной зависимости, и амплитуды рассеяния практически одинаковы во всех трех случаях. Этот результат представляется нам весьма интересным, так как в многомодовом режиме с огибающей спектра  $\sim 1$  ГГц временная структура поля в области взаимодействия с атомом гораздо более сложная, чем в одномодовом режиме. Однако это обстоятельство, как оказалось, не повлияло на процесс рассеяния.

Кроме того, обнаруженная нечувствительность к модовому составу излучения показала, что процесс рассеяния зависит только от суммарной интенсивности излучения, а не от полей отдельных мод, которые, например, в  $n$ -модовом режиме в среднем в  $\sqrt{n}$

раз меньше, чем в одномодовом.

Результаты данного эксперимента приводят к выводу, что наблюдаемое рассеяние атомов в поле двух интенсивных встречнобегущих лазерных импульсов имеет индуцированный, но некогерентный характер, хотя механизм действующих сил еще не вполне ясен.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований грант N 97-02-17926.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Г р и н ч у к В. А. и др. Письма в ЖЭТФ, **57**, 534 (1993).
- [2] G r i n c h u k V. A. et al. Laser Physics, **4**, No. 5, 975 (1994).
- [3] Г р и н ч у к В. А. и др. Квантовая электроника, **21**, (4), 314 (1994).
- [4] G r i n c h u k V. A. et al. Laser Physics, **6**, No. 1, 150 (1996).
- [5] K a z a n t s e v A. P., S u r d u t o v i c h G. I., and Y a k o v l e v V. P. Mechanical Action of Light on Atoms, World Scientific, 1990.
- [6] Р о м а н е н к о В. И., Я ц е н к о Л. П. Письма в ЖЭТФ, **63**, в. 12, 920 (1996).
- [7] I s h k h a n y a n A. M. Laser Physics, **7**, No. 6, 1225 (1997).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 23 декабря 1997 г.