

Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 6, стр. 391 – 394 20 марта 1974 г.

САМОСЖАТИЕ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПАРАХ МОЛЕКУЛЯРНОГО РУБИДИЯ

*В.Р.Нагибаров, А.В.Пирожков, В.В.Самарцев
Р.Г.Усманов*

Экспериментально наблюдается явление временного самосжатия коротких и мощных импульсов рубинового лазера при их резонансном прохождении через пары Rb_2 . Исследованы условия проявления эффектов самосжатия импульсов и просветления паров Rb_2 .

В настоящей работе сообщается об экспериментальном наблюдении эффекта самосжатия коротких и мощных импульсов рубинового лазера при их резонансном прохождении через пары Rb_2 , а также исследованы условия проявления этого эффекта. На перспективность поиска эффекта самосжатия лазерного импульса в парах щелочных металлов об-

ратили внимание Зельдович и Собельман [1]. Особенности резонансного прохождения лазерных импульсов через пары Rb_2 в определенных условиях исследовались в [2, 3]. Изучение условий и особенностей проявления эффекта самосжатия в этой резонансной среде существенно дополняют эти исследования. На рис. 1 приведена осциллограмма импульсов, наблюдавшихся в настоящем эксперименте. Сигнал справа – импульс прошедший через кювету с парами Rb_2 , сигнал слева – импульс на входе. Как видно из рис. 1, импульс после прохождения через кювету с парами Rb_2 имеет симметричную правильную форму и гораздо меньшую длительность (примерно в 2,5 раза меньше, чем импульс на входе). Лазерный импульс на входе в кювету длиной 110 см имеет длительность $(17 \div 20)$ нсек при мощности $\sim (10^5 \div 10^6)$ вт/см². Температура паров плавно регулировалась от комнатной до 350°C. Импульсы, прошедшие через кювету и мимо нее, фиксировались с помощью скоростного фотоумножителя ЭЛУ-ФТ с временным разрешением не хуже $2,7 \cdot 10^{-9}$ сек. Немного информации о резонансной системе [2, 3]. Резонансное поглощение и излучение происходит в полосе $^1\Sigma_g^+ \rightarrow ^1\Pi_u^+$.



Рис. 1. Осциллограмма импульсов на входе (слева) и выходе (справа) из кюветы с парами Rb_2

Возбуждение осуществлялось на длине волны 6943 Å на переходах $v'' = 5 \div 10 \leftarrow v' = 2 \div 7$. Радиационное время релаксации – T_p возбужденных уровней составляло $(19 \div 25) \cdot 10^{-9}$ сек. Время необратимой релаксации, обязанной столкновениям молекул между собой и с атомами, зависело от температуры и в условиях нашего эксперимента не было короче T_p (так, время релаксации, обязанной резонансным взаимодействиям молекул, составляло $7 \cdot 10^{-8}$ сек). Таким образом, длительность импульса была короче необратимых времен релаксации. С другой стороны, неоднородная ширина линии, обязанная доплер-эффекту, зависит от температуры и при 300°К достигает $2,5 \cdot 10^8$ сек⁻¹, а при 540°К – $4 \cdot 10^8$ сек⁻¹. Из-за этого, в условиях нашего эксперимента в резонансном поглощении и излучении участвует лишь часть молекул ($1/4 \div 1/6$). Характерно, что при движении импульса к концу кюветы за счет сужения импульса возбуждается практически вся неоднородно-уширенная линия.

Исследования [2] обращают внимание еще на одну причину возможного просветления – диссоциации молекул рубидия на атомы при мощностях лазерных импульсов $\geq 10^7$ вт/см². Мощность лазерных импульсов в нашем эксперименте не превышала 10^6 вт/см². Таким образом, влияние диссоциации на процесс деформации импульса [4] и возможного просветления среды в нашем эксперименте незначительно. Такое просветление, как следует из снятых в эксперименте зависимостей $I_{\text{вых}}/I_{\text{вх}}$ от $I_{\text{вх}}$ (рис. 2, где $I_{\text{вх}}$ и $I_{\text{вых}}$ – интенсивности лазерных импульсов на входе и выходе из кюветы), действительно имело место. Отметим, что аналогичное поведение зависимостей имело место и в экспериментах [5,6], где точка перегиба – $I_{\text{пер}}$ соответствовала π -им-

пульсу. При интенсивностях $I_{\text{вх}} < I_{\text{пер}}$ импульс поглощается по закону Бугера – Бера, а при $I_{\text{вх}} > I_{\text{пер}}$ наступает просветление среды.

Обратим внимание еще на одну особенность самосжавшегося импульса. В резонансной среде он задерживается во времени и приобретает характерную стационарную форму, описываемую функцией, близкой к гауссовой. Напомним, что хорошо известное решение теоремы площадей, полученное Мак-Колом и Ханом [7] для бесконечных по длине образцов, дает для стационарного импульса форму $\text{sech}\left[\frac{t - \frac{l}{c}}{\Delta t}\right]$ (где Δt – длительность импульса, c – скорость импульса в среде, l – длина кюветы), отличающуюся от гауссовой, в основном, затянутостью крыльев.

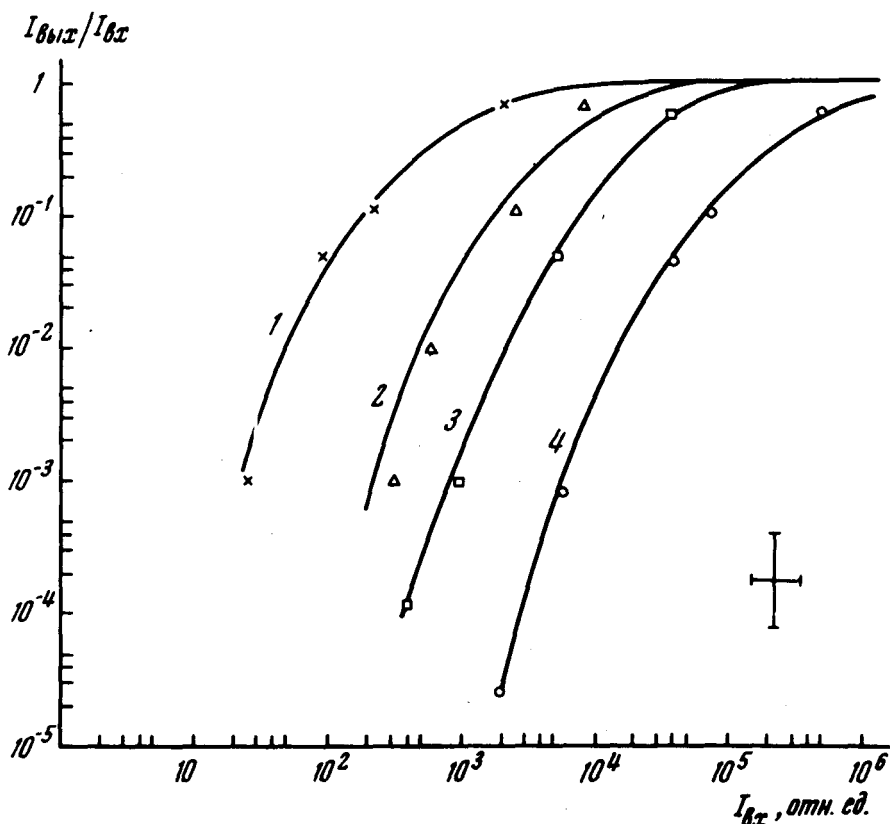


Рис. 2. Экспериментально снятая зависимость $I_{\text{вых}}/I_{\text{вх}}$ от $I_{\text{вх}}$ при различных температурах: 1 – 222°C, 2 – 230°C, 3 – 235°C, 4 – 248°C

Все это дает основание предполагать образование в парах Rb_2 в рассматриваемых условиях стационарного 2π -импульса [7, 1]. Потери энергии на нерезонансное поглощение оцениваются по формуле $I_{\text{вых}} = I_{\text{вх}} \cdot e^{-a l}$, где a – коэффициент нерезонансного поглощения, найденный нами экспериментально и зависящий от условий возбуждения. Его значения можно найти из графиков рис. 2. Вышесказанное дает возмож-

ность оценить значение модуля электрического дипольного момента

$$\text{перехода } p \approx \frac{2\pi\hbar}{\Delta t_{\text{ВЫХ}}} \left(\frac{4\pi I_{\text{ВЫХ}}}{c} \right)^{1/2}, \text{ равное } (3 + 5) \cdot 10^{-19} \text{ ед. CGS E.}$$

Казанский
физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 февраля 1974 г.

Литература

- [1] Б.Я.Зельдович, И.И.Собельман. Письма в ЖЭТФ, **13**, 182, 1971.
- [2] Н.Н.Костин, В.А.Ходовой. Изв. АН СССР, сер. физ., **37**, 2083, 1973.
- [3] В.А.Пирожков, В.Г.Торопов, Р.Г.Усманов. Изв. АН СССР, сер. физ., **37**, 2104, 1973.
- [4] С.Ю.Печаев, Ю.Н.Пономарев. Изв. высш. уч. зав., сер. физ., №12, 148, 1973.
- [5] С.С.Алимшиев, Н.В.Карлов. ЖЭТФ, **61**, 1778, 1971.
- [6] I.M.Afher. Phys. Rev., **5A**, 349, 1972.
- [7] S.L.McEall, I.L.Nahn. Phys. Rev., **183**, 457, 1969.