

НАБЛЮДЕНИЕ СТИМУЛИРОВАННОГО СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА АТОМЫ

*В.С.Войцехович, М.В.Данилейко, А.М.Негрийко,
В.И.Романенко, Л.П.Яценко*

Сообщается о первом экспериментальном наблюдении стимулированного светового давления на атомы, возникающего благодаря эффекту упорядочения актов поглощения и излучения фотонов в поле встречных амплитудно-модулированных волн.

Световое давление, возникающее в результате передачи импульса $\hbar k$ атому при резонансном рассеянии фотонов, в настоящее время хорошо изучено и широко используется для управления движением атомов ¹. Значительное изменение импульса атома достигается при циклическом взаимодействии атома с полем, что возможно лишь в случае перехода с основного (или метастабильного) состояния на короткоживущий уровень, спонтанно распадающийся только на нижнее состояние. Максимальная величина силы F_p резонансного светового давления в случае плоской бегущей волны определяется скоростью 2γ -распада верхнего уровня и равна $F_p = \hbar k \gamma$.

Необходимость больших γ и циклическости взаимодействия атома с полем затрудняет наблюдение светового давления на молекулы и большинство атомов. Поэтому представляет интерес исследование стимулированного светового давления (ССД), возникновение которого возможно в поле двух волн, отличающихся направлением распространения ^{2, 3}. Так как скорость переизлучения фотонов при этом не ограничивается величиной γ , можно ожидать как значительного увеличения силы светового давления по сравнению с F_p , так и существенного расширения круга исследуемых объектов (включая молекулы).

Возможность приводящего к возникновению ССД упорядочения актов поглощения и стимулированного излучения иллюстрируется идеальным случаем встречных волн, каждая из которых представляет собой последовательность π -импульсов, следующих друг за другом с периодом $T \ll 1/\gamma$. В течение времени T атом поглощает фотон из одной волны и возвращается в основное состояние, излучая фотон в другую волну. В итоге из-за эффекта отдачи атом изменяет свой импульс на $2\hbar k$. При малом времени $T_{вз}$ взаимодействия атома с полем $T \ll T_{вз} < 1/\gamma$ действующая на атом сила

$$F = 2\hbar k/T, \tag{1}$$

будет значительно превосходить F_p . При больших $T_{вз} > 1/\gamma$ для двухуровневого атома, взаимодействующего с короткими импульсами одной из волн в моменты nT и другой в моменты $nT + \tau$, анализ, детали которого будут приведены в более подробной публикации, дает следующее выражение для силы F

$$F = \frac{2\hbar k}{T} \left(1 - \frac{2\tau}{T}\right) \phi \left(\sin^2 \frac{\theta}{2}\right), \tag{2}$$

где $\phi(x) = x\sqrt{1-x} + \sqrt{1+x}[\sqrt{1+x}(1 + \sqrt{1-x^2})]^{-1}$, θ – площадь импульса. Как видно из формулы (2), полученной для произвольных θ , условие $\theta = \pi$ не является обязательным для существования стимулированного светового давления. Принципиально важной является модуляция амплитуд встречных волн и различие фаз этой модуляции $\tau \neq 0, \frac{T}{2}$.

Простейшим примером такого поля является поле двух стоячих волн с отличающимися частотами $\omega_1 \neq \omega_2$

$$E = \& \sin \omega_1 t \sin k_1 z + \& \sin \omega_2 t \sin k_2 z, \quad (3)$$

которое представляет собой по-существу две встречные амплитудно-модулированные бегущие волны, разность фаз модуляции амплитуд которых $\varphi = (k_1 - k_2)z = \frac{\omega_1 - \omega_2}{c} z$.

Расчет ³ силы F , действующей на двухуровневый атом в таком поле, показывает, что ее величина отличается от силы (2) лишь в 2 – 2,5 раза. При этом роль временной задержки τ играет разность фаз φ и сила F является периодической нечетной функцией φ с периодом π .

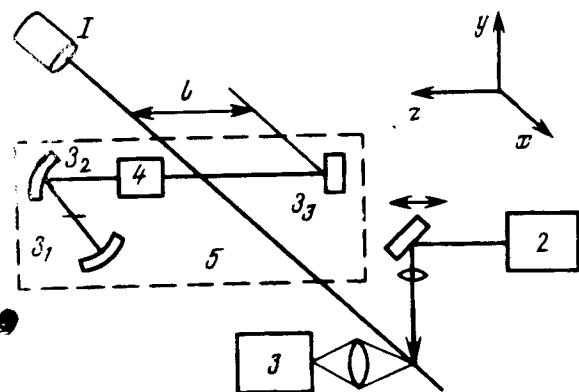


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 – источник атомов; 2 – зондирующий лазер; 3 – ФЭУ; 4 – селектор частот; 5 – отклоняющий лазер; 3₁, 3₂, 3₃ – зеркала резонатора лазера

Схема эксперимента по наблюдению ССД приведена на рис. 1. Непрерывный лазер на красителе 5 работал в режиме генерации двух частот, расстояние между которыми составляло 1,67 ГГц. Поле в резонаторе такого лазера достаточно близко к полю вида (3). Разность фаз φ определяется расстоянием l от зеркала 3₃, равна нулю на самом зеркале и изменяется на π при $l = 9$ см. Максимальная интенсивность поля в резонаторе составляла ~ 20 Вт/см². Пучок атомов натрия, распространяющийся в резонаторе перпендикулярно лучу лазера, имел расхожимость $5 \cdot 10^3$ рад. Диаметр пучка в области взаимодействия с полем: 0,5 мм, плотность атомов в пучке $\sim 10^7$ см⁻³, средняя скорость атомов 830 м/с. Диаметр лазерного луча 2 мм. Поперечное пространственное распределение атомов в пучке регистрировалось на расстоянии 35 см от области взаимодействия с помощью второго двухчастотного непрерывного лазера на красителе, излучение которого направлялось перпендикулярно атомному пучку и лучу отклоняющего лазера и фокусировалось в пятно ~ 80 мкм. Луч этого лазера сканировался перпендикулярно пучку, сигнал флуоресценции регистрировался с помощью ФЭУ.

При настройке отклоняющего лазера в область D_2 -линии натрия наблюдалось отклонение пучка, величина и знак которого зависели по периодическому закону от разности фаз φ . Форма атомного пучка для $\varphi = 0, \pm \frac{\pi}{4}$ показана на рис. 2. Наряду с уширением пучка, характерным для взаимодействия с полем интенсивной стоячей волны ⁴, при $\varphi = \pm \frac{\pi}{4}$ существует смещение центра масс профиля пучка, знак которого различен для $\varphi = \frac{\pi}{4}$ и $\varphi = -\frac{\pi}{4}$. При $\varphi = 0$ пространственное распределение атомов в пучке остается симметричным. Зависимость смещения δ центра масс профиля пучка от внутррезонаторной мощности (рис. 3) близка к линейной. Качественно этот результат согласуется с формулой (2) при $\theta \ll 1$.

Указанные особенности наблюдаемого отклонения атомного пучка в поле двух стоячих волн с различающимися частотами позволяет заключить, что оно обусловлено силой ССД. Максимальная величина наблюдаемой силы составила $F \approx 0,8 \hbar k \gamma$ и может быть значительно повышена при соответствующем увеличении мощности отклоняющего лазера.

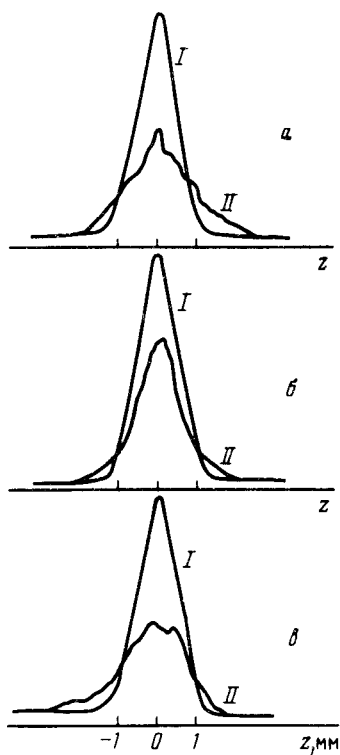


Рис. 2. Форма атомного пучка: I – без воздействия, II – с воздействием излучения отклоняющего лазера. а – $\varphi = -\pi/4$; б – $\varphi = 0$; в – $\varphi = \pi/4$

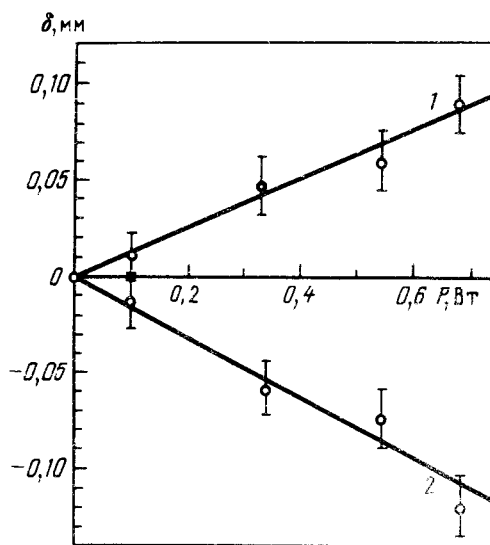


Рис. 3. Зависимость смещения центра масс профиля пучка от внутриврезонаторной мощности: 1 – $\varphi = \pi/4$; 2 – $\varphi = -\pi/4$

Явление ССД, впервые наблюдавшееся в настоящей работе, может оказаться полезным для эффективного управления движением атомов и молекул. В частности, зависимость ССД от φ и, следовательно, от координаты z , как показывают оценки, позволяют осуществить оптическую ловушку для нейтральных атомов с глубиной потенциальной ямы $\Delta U \sim \frac{\hbar k}{2\pi} \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2 a^2}{c}$, где a – характерный размер ловушки. При $a \approx 1$ мм, $\omega_1 - \omega_2 = 1,7$ ГГц, $\lambda = 0,6$ мкм, величина ΔU составляет ~ 5 К.

Литература

1. Летохов В.С., Миногин В.Г. Давление лазерного излучения на атомы. М.: Наука, 1986.
2. Казанцев А.П. ЖЭТФ, 1974, **66**, 1599.
3. Войцехович В.С., Данилейко М.В., Негрийко А.М. и др. ЖТФ, 1988, **58**, 1174.
4. Arimondo A., Lew H., Oka T. Phys. Rev. Lett., 1979, **43**, 753.