

формируются лишь наименее деформируемые фазы  $\alpha$  и профиль деформации имеет ступенчатую форму. В результате многостадийной обработки, заключающейся в последовательном проведении процессов легирования и отжига, удается получить двухмодовые структуры со ступенчатым ППП,  $\Delta n_e = 0.029$ . Дальнейший отжиг приводит к трансформации функции ППП в функцию Гаусса и формированию трехмодовых структур.

### Сильнокислотное легирование

Такие процессы протекают как в расплаве бензойной кислоты [7], так и в расплавах некоторых неорганических соединений. В  $\text{H} : \text{LiTaO}_3$  структурах на  $X$ -срезе возникает фаза типа  $\gamma_x$  и фаза с деформациями  $\Delta a/a = 2.15\%$ , аналогичная образующейся на  $Y$ -срезе фазе  $\beta_y$  при обработке в слабокислотном расплаве. На  $Y$ -срезе возникает только максимально деформируемая фаза  $\beta_y$ , а при увеличении времени обработки наступает деструкция поверхности пластин. Световоды в таких расплавах сформировать не удается. Однако после кратковременного отжига или многостадийной обработки удается получить одно- и двухмодовые световоды, аналогичные полученным в результате такой же обработки с использованием слабокислотных расплавов.

В заключение отметим, что наши исследования согласуются с данными работы [1], авторы которой сообщают о замедлении процесса ПЛО на  $Z$ -срезе ТЛ при обработке в расплаве бензойной кислоты. Согласно [1], начиная с определенного момента увеличение времени обработки уже не приводит к изменению ЭПП моды. Очевидно, и на  $Z$ -срезе ТЛ процесс ПЛО является самозавершающимся. Отличие от  $X$ - и  $Y$ -срезов в том, что на данном срезе не наступает деструкция поверхности. Вероятно, это вызвано тем, что в  $\text{H} : \text{LiTaO}_3$  структурах на  $Z$ -срезе ТЛ, как и в  $\text{H} : \text{LiNbO}_3$  [4], все возникающие деформации являются свободными и напряжений в структуре не возникает.

Проведенные исследования позволили установить некоторые закономерности и выяснить особенности протекания протонообменных процессов при формировании световодов в кристаллах танталата лития.

### Список литературы

- [1] Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б., Миргородская Е. Н., Бобылов А. В. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 10. С. 601—604.
- [2] Атучин В. В., Захарьяш Т. И. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 5. С. 977—979.
- [3] Ганьшин В. А., Коркишко Ю. Н., Петрова В. З. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 11. С. 2224—2227.
- [4] Ганьшин В. А., Иванов В. Ш., Коркишко Ю. Н., Петрова В. З. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 7. С. 1355—1362.
- [5] Бойко Т. М., Ганьшин В. А., Коркишко Ю. Н. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 7. С. 1441—1443.
- [6] Jackel J. L., Rice C. E. // Proc. SPIE. 1984. Vol. 460. P. 43—48.
- [7] Jackel J. L., Rice C. E., Veselka J. J. // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 41, N 7. P. 607—608.

Московский институт  
электронной техники

Поступило в Редакцию  
31 августа 1987 г.

## СЖАТИЕ АТОМНЫХ ПУЧКОВ ОСЕСИММЕТРИЧНЫМ ДАВЛЕНИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Г. Миногин, А. А. Попов

### Введение. Постановка задачи.

Недавно было показано, что давление резонансного лазерного излучения может быть использовано для эффективного сжатия пучков нейтральных атомов (см. [1] и цитированную там литературу). Идея предложенного метода сжатия пучков атомов основана на поперечном облучении атомного пучка несколькими симметрично расположенными лазерными лу-

чами, давление которых одновременно охлаждает поперечное движение атомов в пучке и создает потенциальную яму поперек оси пучка. При таких условиях действие светового давления приводит к уменьшению амплитуды колебаний атомов поперек оси пучка, результатом чего является сжатие пучка.

Предложенный метод сжатия может быть реализован в различных типах световых полей. В связи с этим принципиальный интерес представляет вопрос о характере сжатия пучка атомов в простейшей схеме светового сжатия. Концептуально простейшей схемой сжатия является схема, использующая один лазерный луч и коническую отражающую поверхность, обеспечивающую равномерное поперечное облучение пучка атомов лазерным светом. Возможность

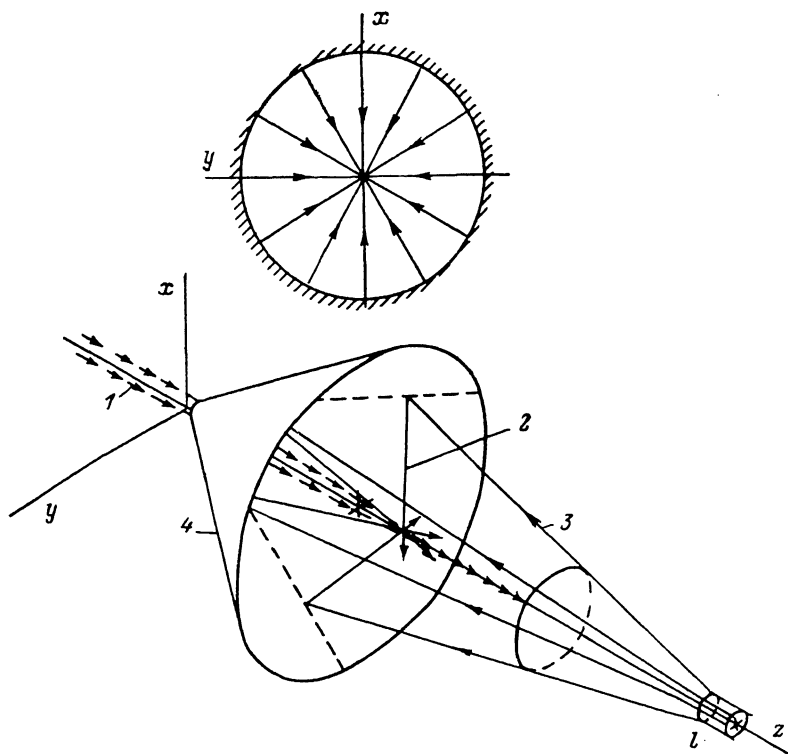


Рис. 1. Схема сжатия атомного пучка осесимметричным давлением сфокусированного излучения.

Ось  $z$  декартовой системы координат совпадает с осью симметрии конического зеркала, вершина которого находится в начале координат. Вверху показаны направления распространения отраженных лучей.

реализации такой схемы требует, однако, специального анализа, поскольку пространственная зависимость светового давления, создаваемого осесимметричным полем, резко отличается от пространственной зависимости светового давления, создаваемого несколькими лазерными лучами.

В настоящей работе теоретически установлено, что указанная выше простейшая схема действительно обеспечивает сжатие пучка атомов. При этом показано, что пучки атомов могут быть сжаты давлением осесимметричного излучения до радиуса порядка 10—100 мкм.

Анализируемая простейшая схема светового сжатия атомных пучков показана на рис. 1. В этой схеме пучок атомов 1, распространяющийся вдоль оси  $z$ , равномерно по всем радиальным направлениям облучается световым полем 2, образованным отражением лазерного луча 3 от внутренней поверхности конического зеркала 4, имеющего угол раствора  $90^\circ$ .

#### Отраженное поле

Определим прежде всего структуру поля, образующегося при отражении лазерного луча от конического зеркала, поверхность которого предполагается идеально отражающей. Положим, что на коническое зеркало падает гауссовский лазерный луч, линейно поляризованный по оси  $x$ ,

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}_x \mathcal{E} \cos(\omega t + \chi). \quad (1)$$

В (1) амплитуда и фаза луча определены соотношениями

$$\begin{aligned}\delta &= \delta_0 (q_0/q) \exp(-\rho^2/2q^2), \\ \chi &= kz (1 + \rho^2/kbq^2),\end{aligned}$$

где

$$q = q_0 (1 + 4(z-l)^2/b^2)^{1/2}$$

есть радиус лазерного луча на расстоянии  $z$  от вершины конического зеркала,  $q_0 = (b\lambda/4\pi)^{1/2}$  — радиус луча в точке  $z=l$ ,  $b$  — инвариант лазерного излучения,  $\rho$  — поперечная цилиндрическая координата.

С целью расчета отраженного поля выпишем граничные условия для параллельных и перпендикулярных плоскости отражения компонент вектора напряженности падающего  $A$  и отраженного  $R$  лучей

$$E''_R = E''_A, \quad E^{\perp}_R = -E^{\perp}_A.$$

С учетом этих условий полученное в приближении стационарной фазы интегральное решение волнового уравнения дает распределение амплитуды отраженного поля в геометрооптической области (области фокусировки) [2]

$$E' = \delta_0 (z/\rho)^{1/2} [a_+ \cos(\omega t - \chi_+ + 5\pi/4) + a_- \cos(\omega t + \chi_- - 5\pi/4)], \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned}a_{\pm} &= (q_0/q_{\pm}) \exp(-z^2/2q_{\pm}^2), \\ q_{\pm} &= q_0 [1 + 4(l \pm \rho)^2/b^2], \\ \chi_{\pm} &= k\rho [1 + z^2/kbq_{\pm}^2]^{1/2}.\end{aligned}$$

Согласно (2), в любой плоскости, проходящей через ось  $z$ , отраженное поле состоит из двух встречных неоднородных волн, одна из которых сходится к оси  $z$ , а другая расходится от оси  $z$ . Решение (2) справедливо, естественно, только вне дифракционной области, т. е. при  $z, \rho \gg \lambda$ .

#### Сжатие атомного пучка

Рассмотрим теперь характер сжатия атомного пучка, распространяющегося в поле (2). Для определенности атомы будем считать двухуровневыми, предполагая, что нижний уровень является основным, а верхний распадается на основной со скоростью спонтанного распада  $2\gamma$ . Матричный элемент дипольного момента атомного перехода обозначим  $d$ .

В поле (2) на двухуровневый атом в радиальном направлении действует радиационная сила, которая при умеренном насыщении атомного перехода (в приближении скоростных уравнений) определена соотношением [1]

$$F = \frac{\hbar\gamma}{1 + G_-L_- + G_+L_+} \left( G_-L_- \frac{\partial}{\partial \rho} \chi_- + G_+L_+ \frac{\partial}{\partial \rho} \chi_+ \right), \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned}G_{\pm} &= (z/\rho) a_{\pm}^2 G_0, \quad G_0 = 1/2 (d\delta_0/\hbar\gamma)^2, \\ L_{\pm} &= [1 + (\Omega \mp k\chi_{\pm}v)^2]^{-1}, \quad \Omega = \omega - \omega_0.\end{aligned}$$

При отрицательной расстройке ( $\Omega < 0$ ) сила (3) направлена к оси  $z$ , обуславливая замедление поперечного движения атомов в пучке и уменьшение поперечных координат атомов, т. е. сжатие пучка (рис. 2).

Замедление поперечного движения атомов определяется силой трения, к которой сводится сила (3) при малых скоростях  $v_{\rho}$ . Вблизи оси конического зеркала (т. е. при  $\lambda \ll \rho \ll z$ ) сила трения, согласно (3), есть

$$\begin{aligned}F_{\rho} &= -M\beta v_{\rho}, \\ \beta &= 4 \frac{\hbar k^2}{M\gamma} |\Omega| \frac{\bar{G}}{(1 + \Omega^2/\gamma^2)^2},\end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\bar{G} = G_0 \frac{z}{\rho} \frac{q_0^2}{\bar{q}^2} e^{-z^2/\bar{q}^2}$$

есть параметр насыщения,  $\bar{q} = q_0 (1 + 4l^2/b^2)^{1/2}$ . Отметим, что здесь и ниже мы предполагаем световой луч слаборасходящимся, считая  $b \gg \lambda$ .

За ограничение поперечных колебаний атомов ответственно потенциальная сила, которая определена соотношением (3) при  $v_p=0$ . Вблизи оси конического зеркала и в области достаточно эффективной освещенности ( $z \ll \bar{q}$ ) потенциальная сила есть

$$F_p = -16\hbar k \gamma \frac{G_0}{1 + \Omega^2/\gamma^2} \frac{q_0^2}{\bar{q}^2} e^{-z^2/\bar{q}^2} \frac{l q_0^2 z}{b^2 \bar{q}^2}. \quad (5)$$

Охлаждение и сжатие пучка атомов под действием сил (4) и (5) продолжаются до тех пор, пока диффузионный нагрев атомов не стабилизирует конечные значения поперечной температуры и радиуса пучка. Коэффициент диффузии, определяющий уширение импульсов атомов поперек оси  $z$ , при малых скоростях  $v_p$  и вблизи оси  $z$  есть [1]

$$\mathcal{D} = \hbar^2 k^2 \gamma \frac{\bar{G}}{1 + \Omega^2/\gamma^2}. \quad (6)$$

Согласно стандартным формулам теории броуновского движения стационарный режим распространения пучка устанавливается при временах  $t \gg \beta^{-1}$ . При таких временах и при

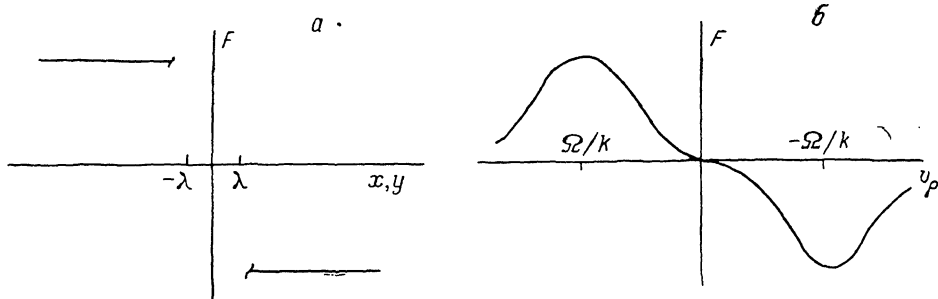


Рис. 2. Зависимость радиационной силы (3) от поперечных координат  $x, y$  при нулевой скорости  $v_p$  (а) и от поперечной скорости  $v_p$  при фиксированных координатах  $x, y$  (б).

Расстройка  $\Omega$  выбрана отрицательной.

оптимальной для глубокого охлаждения атомов расстройке  $\Omega = -\gamma$  поперечная температура пучка принимает значение

$$T_p = \frac{\mathcal{D}}{M\beta k_B} = \frac{1}{2} \frac{\hbar \gamma}{K_B}, \quad (7)$$

где  $K_B$  — постоянная Больцмана.

Температура (7) для разрешенных дипольных переходов атомов имеет порядок  $10^{-4}$ – $10^{-3}$  К. При указанных выше условиях из равенства средних кинетической и потенциальной энергий атома

$$F_p s = k_B T_p$$

может быть определен радиус пучка

$$s = (b\bar{q}/4q_0) (\lambda/\bar{G}l)^{1/2},$$

где  $\lambda = \lambda/2\pi$ .

Поскольку при выбранной расстройке  $|\Omega| = \gamma$  максимальное значение параметра насыщения ограничено условием  $\bar{G} \ll 1$  [1], а радиус пучка должен удовлетворять естественному условию  $s \ll z \ll \bar{q}$ , что возможно только при  $l \gg b$ , то минимальный радиус пучка определен соотношением

$$s = 1/2 (\lambda l)^{1/2}. \quad (8)$$

По порядку величины минимальный радиус пучка совпадает со средним геометрическим радиусом светового луча в каустике ( $z=l$ ) и в месте нахождения вершины конического зеркала (при  $z=0$ ):  $s \approx (q_0 \bar{q})^{1/2} = (\lambda l)^{1/2}$ . В связи с условием  $l \gg b$ , где инвариант лазерного излучения всегда ограничен снизу соотношением  $b \geq \lambda$ , минимальный радиус сжатого атомного пучка всегда превышает длину волны лазерного излучения.

### Заключение

Таким образом, проведенный анализ показывает, что простейшая схема равномерного осесимметричного облучения атомного пучка позволяет осуществлять значительное сжатие пучка давлением излучения. Например, при осесимметричном облучении резонансным лазер-

ным полем пучка атомов натрия на переходе  $3S-3P$  ( $\lambda=5890 \text{ \AA}$ ,  $\gamma/2\pi=5 \text{ МГц}$ ) при  $l=1 \text{ см}$  пучок может быть сжат до радиуса  $s \approx 10^{-3} \text{ см}$ . При исходном радиусе пучка  $r=0.1 \text{ см}$  результатом радиационного сжатия будет увеличение плотности пучка в  $(r/s)^2 \approx 10^4$  раз. Сжатие атомного пучка световым полем естественно может осуществляться только до тех пор, пока пучок не станет оптически плотным для резонансного излучения, т. е. до тех пор, пока выполнено условие

$$1/\sigma n \geq s,$$

где  $\sigma = \lambda^2/2\pi$  — сечение резонансного поглощения,  $n$  — плотность атомов.

Так, в приведенном выше примере максимальная плотность сжатого пучка атомов натрия ограничена величиной  $n \leq (\sigma s)^{-1} \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

### Список литературы

- [1] *Миногин В. Г., Летохов В. С.* Давление лазерного излучения на атомы. М.: Наука, 1986. 222 с.  
 [2] *Rioux M., Tremblay R., Belanger A. A.* // Appl. Opt. 1978. Vol. 17. N 10. P. 1532—1536.

Институт спектроскопии АН СССР  
Троицк

Поступило в Редакцию  
2 октября 1987 г.

04; 07; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

## УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ С ИНДУКТИВНЫМ НАКОПИТЕЛЕМ ЭНЕРГИИ И ПЛАЗМЕННЫМ ПРЕРЫВАТЕЛЕМ ТОКА КАК ИСТОЧНИК НАКАЧКИ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Ю. И. Бычков, Н. Г. Иванов, В. Ф. Лосев

Поиск эффективных систем возбуждения мощных газовых лазеров является актуальной задачей настоящего времени. Особый интерес представляют системы накачки лазеров на галогенидах благородных газов (ГБГ), являющихся наиболее мощными источниками когерентного излучения в ультрафиолетовой области спектра и рассматриваемых как наиболее

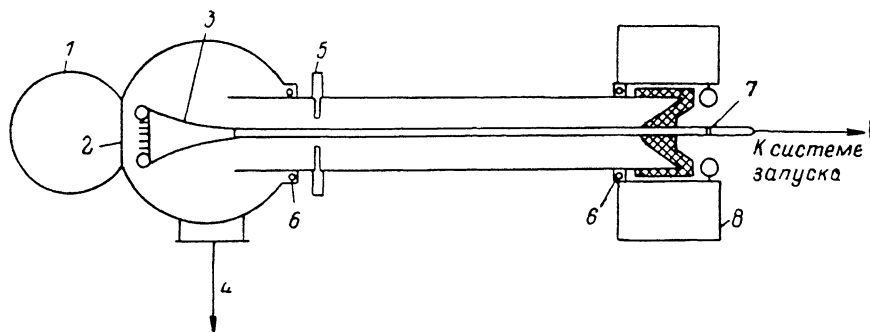


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — лазерная камера, 2 — фольга, 3 — катод, 4 — откачка вакуума, 5 — плазменные пушки, 6 — пояса Гоговского, 7 — разрядник, 8 — накопительные емкости.

перспективные системы в экспериментах по управляемому термоядерному синтезу. Возбуждение мощных лазеров на ГБГ, как правило, осуществляют пучком ускоренных электронов [1-3]. Достиженные за последние годы успехи в исследовании плазменных размыкателей тока позволяют надеяться на использование индуктивных накопителей с такими размыкателями для питания мощных электронных ускорителей, пригодных для накачки лазеров на ГБГ [4, 5]. Ускоритель электронов с индуктивным накопителем отличается компактностью