

Пучки холодных атомов с высокой яркостью

Ю.В.Рожественский

Исследована возможность получения интенсивных пучков холодных атомов при использовании для оптимизации процесса лазерного охлаждения энтропии Реньи. Показано, что данная величина в случае гауссова распределения атомов по скоростям совпадает с плотностью частиц в фазовом пространстве. Представлена процедура оптимизации процесса охлаждения атомов резонансным оптическим излучением на основе термодинамического закона, а именно возрастания энтропии Реньи во времени. Проведено сравнение нашего метода с ранее известными методами повышения эффективности лазерного охлаждения, такими как подстройка во времени частоты лазера и изменение частоты атомного перехода в неоднородном поперечном поле магнитного соленоида.

Ключевые слова: энтропия Реньи, холодные атомы, охлаждение резонансным излучением, оптимизация охлаждения.

1. Введение

В настоящее время значительный интерес вызывает техника получения интенсивных пучков ультрахолодных атомов при облучении их резонансным лазерным излучением [1, 2]. Этот интерес обусловлен как практическим применением техники охлаждения пучков в атомной нанолитографии [3] и прецизионных метрологических измерениях [4], так и попытками реализации такого нового объекта, каким, например, является конденсат Бозе–Эйнштейна, в периодическом потенциале стоячей световой волны.

Основная проблема здесь – низкая эффективность лазерного охлаждения, которая препятствует дальнейшему развитию различных приложений, в которых используются пучки атомов. Так, хорошо известно, что при замедлении атомов давлением резонансного излучения, направленным навстречу движению пучка, атом, переизлучая резонансные фотоны, уменьшает свою скорость и тем самым выходит из резонанса с лазерным излучением вследствие эффекта Доплера. В результате эффективность действия силы светового давления резко падает, что ведет к слабой деформации начального скоростного распределения атомов. В связи с этим для обеспечения цикличности взаимодействия атомов в пучке с полем лазерного излучения (или, иными словами, для того чтобы атомы все время находились в резонансе с полем несмотря на изменение скорости) было предложено изменять или частоту лазерного излучения (chopping laser) [5–7], или же частоту атомного перехода (Zeeman slower) [1, 2, 8–11] по мере выхода атомной линии из резонанса вследствие эффекта Доплера.

Отметим, что несмотря на практическое использова-

ние указанных методов повышения эффективности, в целом проблема оптимизации лазерного охлаждения все еще далека от окончательного решения. Дело в том, что оптимизация какого-либо процесса предполагает существование физической величины, изменение во времени которой и предстоит оптимизировать. В случае лазерного охлаждения такой величиной могла бы быть ширина δv_z скоростного распределения атомов в пучке. Тогда оптимизация лазерного охлаждения состояла бы в наиболее быстрейшем уменьшении ширины пучка в пространстве импульсов при сохранении значительного числа атомов в конечном распределении. Однако ширина δv_z не входит явно в уравнение для эволюции импульсного распределения атомов в пучке при взаимодействии с полем резонансного лазерного излучения, что приводит к необходимости определения некоей новой физической величины, изменение которой во времени было бы связано с изменением ширины δv_z .

В настоящей работе мы предлагаем использовать в качестве такой величины энтропию Реньи R , которая может быть определена через элементы матрицы плотности ρ_{ij} системы по формуле $R = \text{Tr}(\rho^2)$ [12, 13]. Мы покажем, что данная величина соответствует плотности частиц в фазовом пространстве для равновесной (гауссовой) функции распределения. При этом возрастание энтропии Реньи соответствует повышению фазовой плотности атомов, которое происходит вследствие охлаждения атомного ансамбля давлением резонансного излучения. Для демонстрации оптимизации процесса охлаждения будет проведена оптимизация лазерного охлаждения посредством изменения как частоты лазерного излучения, так и частоты атомного перехода в магнитном поле соленоида. Мы покажем также, что использование энтропии Реньи в качестве объекта для оптимизации может автоматически приводить к ранее известным временной зависимости расстройки или пространственной зависимости частоты атомного перехода и модифицировать данные зависимости с целью улучшения характеристик атомных пучков.

Ю.В.Рожественский. ФГУП «НИИ лазерной физики», Россия, 199034 С.-Петербург, Биржевая линия, 12

Поступила в редакцию 11 февраля 2004 г., после доработки – 5 июля 2004 г.

2. Энтропия Реньи как мера эффективности охлаждения атомного пучка

Рассмотрим теперь энтропию Реньи (the purity) для простейшей атомной системы – двухуровневого атома, который взаимодействует с полем бегущей световой волны

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}E_0 \cos(\omega t + kz), \quad (1)$$

где ω – частота; $|\mathbf{k}| = \omega/c$ – модуль волнового вектора; \mathbf{e} и E_0 – вектор поляризации и амплитуда световой волны соответственно. Считаем также, что атомный пучок распространяется в положительном направлении оси z , т. е. навстречу световой волне*.

Известно [12, 13], что энтропия Реньи $R(t)$ определяется через элементы матрицы плотности $\rho_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ двухуровневого атома в представлении Вигнера выражением

$$\begin{aligned} R(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Tr}(\rho^2(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)) d\mathbf{r} d\mathbf{p} \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} (\rho_{11}^2 + \rho_{22}^2 + 2|\rho_{12}|^2) d\mathbf{r} d\mathbf{p}, \end{aligned} \quad (2)$$

где \mathbf{r} и \mathbf{p} – координата и импульс атома соответственно. Выпишем теперь уравнения для элементов матрицы плотности двухуровневого атома в поле (1):

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} \rho_{21}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) &= g_{12} [\rho_{11}(\mathbf{r}, \mathbf{p} - \hbar \mathbf{k}/2) \\ &\quad - \rho_{22}(\mathbf{r}, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}/2)] \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) - i\gamma \rho_{21}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \\ i \frac{d}{dt} \rho_{22}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) &= g_{21} \rho_{12}(\mathbf{r}, \mathbf{p} - \hbar \mathbf{k}/2) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \\ &\quad - g_{12} \rho_{21}(\mathbf{r}, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}/2) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) - 2i\gamma \rho_{22}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} \rho_{11}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) &= -g_{21} \rho_{12}(\mathbf{r}, \mathbf{p} - \hbar \mathbf{k}/2) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \\ &\quad + g_{12} \rho_{21}(\mathbf{r}, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}/2) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) \\ &\quad + 2i\gamma \int dn \Phi(\mathbf{n}) \rho_{22}(\mathbf{r}, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}\mathbf{n}, t), \end{aligned}$$

где

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}};$$

$\mathbf{v} = \mathbf{p}/m$ – скорость атома; γ – скорость спонтанного распада; g_{mn} определяют недиагональные матричные элементы оператора взаимодействия с полем (1) в дипольном приближении, а функция $\Phi(\mathbf{n})$ – вероятность спонтанного излучения в направлении единичного вектора \mathbf{n} .

*Другими словами, для демонстрации метода оптимизации лазерного охлаждения на основе энтропии Реньи мы выбрали хорошо известное продольное охлаждение атомного пучка, т. к. как данная схема охлаждения широко используется для получения интенсивных пучков холодных атомов.

Для того чтобы явно выразить $R(t)$ (2) через элементы матрицы плотности (3), мы используем ту же технику, что и для получения кинетического уравнения для функции распределения атомов $w(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \rho_{11}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) + \rho_{22}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ [14]. Будем считать, что все матричные элементы являются функциями $w(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, и разложим элементы матрицы плотности в ряды в окрестности точки \mathbf{p} , считая, что энергия отдачи атома $W = (\hbar k)^2/(2m)$ значительно меньше ширины оптического перехода в атоме $\hbar\gamma$, т. е. $\varepsilon = W/(\hbar\gamma) \ll 1$. Далее, рассматривая решения (3) для времен $t \gg \gamma^{-1}$, используем стационарное решение (3) в нулевом порядке по ε и выпишем выражение для $R(t)$ через функцию распределения $w(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$:

$$R(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Tr}(\rho^2) dv_z = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} (2 - f_0^2) w^2(v_z, t) dv_z, \quad (4)$$

где

$$f_0 = \frac{2g^2/\gamma^2}{1 + (A/\gamma + kv_z/\gamma)^2 + 2g^2/\gamma^2};$$

$g = d_{12}E_0/(2\hbar)$ – частота Раби; $d_{12} = \langle 1|d|2 \rangle$ – матричный элемент оператора дипольного момента \mathbf{d} ; $A = \omega - \omega_0$ – расстройка частоты оптического излучения (1) от частоты атомного перехода ω_0 ; v_z – проекция скорости атома на ось z . При выводе (4) предполагалось, что функция распределения атомов не зависит от пространственной координаты, что действительно имеет место в широком интервале времен взаимодействия [14].

Для выяснения физического смысла величины (2), рассмотрим свободно распространяющийся вдоль оси z тепловой пучок атомов с функцией распределения

$$w_0(v_z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}\delta v_z} \exp\left[-\frac{(v_z - \langle v_z \rangle)^2}{(\delta v_z)^2}\right], \quad (5)$$

где угловые скобки означают усреднение. В случае не взаимодействующего с полем оптического излучения пучка атомов с функцией распределения (5) выражение для энтропии Реньи (4) может быть представлено в виде

$$R_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} w_0(v_z) dv_z = \frac{(2/\pi)^{1/2}}{\delta v_z}. \quad (6)$$

Из (6) видно, что для теплового гауссова распределения атомов (5) энтропия Реньи (2) совпадает с фазовой плотностью атомов пучка. Последнее означает, что при возрастании во времени энтропии Реньи происходит увеличение фазовой плотности частиц и соответственно уменьшение ширины скоростного распределения. Именно поэтому описание лазерного охлаждения на основе энтропии Реньи позволяет естественным образом провести его оптимизацию (см. ниже).

Из (4) видно, что энтропия Реньи явно зависит от формы скоростного распределения атомов при их взаимодействии с полем резонансного оптического излучения. В этом случае для построения процедуры оптимизации нам необходимо использовать еще и уравнение Фоккера–Планка для эволюции скоростной функции распределения $w(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, которое мы запишем в том же приближении, что и (4):

$$\frac{d}{dt}w = -\hbar k \gamma \frac{\partial}{\partial p_z}(F_z w) + \hbar^2 k^2 \gamma \frac{\partial^2}{\partial p_z^2}(D_{zz} w), \quad (7)$$

где $F_z = \hbar k \gamma f_0$ – сила светового давления вдоль оси распространения оптического излучения; $D_{zz} = \hbar^2 k^2 \gamma f_0$ определяет z -компоненту тензора импульсной диффузии; $p_z = v_z m$ – проекция импульса атома на ось z . В (7) мы пренебрегаем малыми неадиабатическими добавками к тензору импульсной диффузии и рассматриваем данное уравнение как одномерное по оси z [14].

Подчеркнем, что как выражение для энтропии Реньи (4), так и уравнение для эволюции функции скоростного распределения (7) были получены нами в предположении малости энергии отдачи атома по сравнению с энергией оптического перехода. В результате наше рассмотрение справедливо только для ширины конечного скоростного распределения $\delta v_z > \hbar k/m$. Естественно поэтому нормировать (4) на энтропию Реньи (6), полученную при ширине скоростного распределения, равной скорости отдачи: $\delta v_z = v_r = \hbar k/m$. Безразмерная энтропия Реньи

$$\Xi(t) = v_r R(t) = (2/\pi)^{1/2} \left(\frac{\hbar k}{m} / \delta v_z \right) \quad (8)$$

В этом случае так называемый доплеровский предел охлаждения, характерный для охлаждения двухуровневых атомов [14], соответствует энтропии Реньи $\Xi = v_r / \delta v_D \approx 0.01$ (8). Здесь мы считали, что имеется гауссово (5) (т. е. равновесное) распределение атомов по скоростям с шириной $\delta v_D = (2\hbar\gamma/m)^{1/2}$.

Подчеркнем существенную разницу между двумя определениями понятия лазерного охлаждения – традиционным и основанным на энтропии Реньи. Обычно под охлаждением атомов понимают простое уменьшение ширины начального скоростного распределения атомов под действием резонансного излучения. При этом негласно считается, что конечное распределение атомов в пространстве скоростей всегда имеет гауссову форму. Последнее означает, что скоростное распределение атомов после взаимодействия предполагается равновесным, т. е. ансамбль атомов находится в термодинамическом равновесии с полем лазерного излучения. Тогда температура атомного пучка может быть определена посредством средней кинетической энергии относительного движения атомов по формуле $k_B T = m \delta v_z^2 / 2$.

Данное определение, однако, не учитывает два важных практических обстоятельства. Во-первых, в реальном эксперименте по лазерному охлаждению скоростное распределение атомов не является равновесным. Следовательно, и введение температуры для описания лазерного охлаждения является достаточно условным. Во-вторых, мерой эффективности лазерного охлаждения является ширина основного пика в распределении атомов при их взаимодействии с полем лазерного излучения, что практически сводит описание процесса лазерного охлаждения только к регистрации изменения ширины скоростного распределения относительно небольшой группы атомов, поскольку далеко не все атомы из начального пучка замедляются с одинаковой эффективностью вследствие, например, эффекта Доплера.

В то же время определение процесса охлаждения как возрастания во времени энтропии Реньи не зависит от вида функции распределения атомов в пучке и связано с охлаждением ансамбля атомов как единого целого. Дру-

гими словами, в данном случае рассматривается охлаждение всего атомного ансамбля, а не только относительно небольшой его части. Следовательно, такой метод описания лазерного охлаждения справедлив и для любых времен взаимодействия атомов с полем оптического излучения и не требует перехода системы к гидродинамическому этапу эволюции, когда уже достаточно строго можно вводить такие термодинамические величины, как концентрация атомов, средняя скорость пучка, температура и др. [14]. Кроме того, описание лазерного охлаждения на основе энтропии Реньи позволяет естественным образом провести его оптимизацию. При этом результатом такой оптимизации будет являться не просто быстрое получение минимальной ширины скоростного распределения после взаимодействия с полем для небольшой выделенной группы атомов, а охлаждение всего ансамбля атомов как единого целого вследствие самого определения энтропии Реньи (6).

3. Оптимизация лазерного охлаждения атомов

В этом разделе мы рассмотрим, как наше описание лазерного охлаждения на основе энтропии Реньи позволяет повысить эффективность продольного охлаждения атомного пучка при использовании метода подстройки частоты лазерного излучения [5–7] и метода подстройки частоты атомного перехода во внешнем магнитном поле (зеemanовское охлаждение) [1, 2, 8–11]. Как уже отмечалось выше, в этих методах повышения эффективности применяется компенсация изменяющегося вследствие взаимодействия атомов с оптическим излучением доплеровского сдвига, чтобы удержать атомы в резонансе с лазерным излучением и таким образом повысить эффективность охлаждения. При этом в первом методе такая компенсация достигается при изменении частоты лазерного излучения по мере пролета атомов через область взаимодействия. Во втором методе для этого используется изменение частоты оптического атомного перехода во внешнем магнитном поле замедляющего соленида, неоднородного вдоль оси распространения атомного пучка.

3.1. Метод подстройки частоты лазерного излучения

Для метода подстройки частоты, в котором для компенсации доплеровского сдвига используется изменение частоты лазерного излучения, полная производная по времени в (3) совпадает с частной производной вследствие однородности атомного пучка по пространству, и решение уравнения Фоккера – Планка (7) дает временную эволюцию функции распределения $w(p_z, t)$.

Отметим, что временная эволюция скоростного распределения атомов пучка, которое определяется уравнением (7), неоднократно обсуждалась [14]. Сначала основное влияние на деформацию скоростного распределения оказывает сила светового давления (первый член в правой части (7)), под действием которой происходит как уменьшение ширины начального распределения, так и смещение пика охлажденных атомов в область малых скоростей. Для больших времен взаимодействия необходимо учитывать влияние импульсной диффузии (второй член в правой части (7)), которая в конечном счете и обеспечивает некоторое равновесное распределение для атомов в поле лазерного излучения. Для модели двуху-

ровневого атома минимальная ширина $\delta v_D = (\hbar\gamma/m)^{1/2}$ скоростного распределения (так называемый доплеровский предел охлаждения) определяется только естественной шириной линии атомного перехода и составляет ~ 30 м/с для группы щелочных атомов.

Для повышения эффективности лазерного охлаждения проведем оптимизацию посредством так называемого локального алгоритма. Последнее означает, что для каждого отрезка времени будут найдены такие значения параметров оптического излучения (т.е. параметра насыщения G и частотной расстройки Δ), которые обеспечат максимум производной функционала $R(G(t), \Delta(t), w(p_z, t))$ (4):

$$\frac{dR}{dw(p_z, t)} = \int_{-\infty}^{+\infty} (2 - f_0^2) w(p_z, t) \left[\frac{\partial}{\partial t} w(p_z, t) \right] dp. \quad (9)$$

Для начала процедуры оптимизации используем теплое гауссово распределение атомов по скоростям (5) с безразмерной шириной $\delta v_z^u = 50$ и безразмерной средней скоростью $\langle v_z^u \rangle = 90$, которое близко к распределению реального атомного пучка в экспериментах [10]. Здесь для получения безразмерных времени, длины и скорости в качестве нормировочных множителей были выбраны [14] величины $(kv_r)^{-1}$, $\gamma(k^2v_r)^{-1}$, $\gamma(k^2v_r)^{-1}$ и γ/k соответственно.

Можно ожидать, что используемый нами локальный алгоритм оптимизации лазерного охлаждения приведет к новой модификации метода подстройки лазерной частоты, поскольку в нашем случае проводится подбор оптимальной временной зависимости не только расстройки (как это было сделано ранее в [5–7]), но и интенсивности бегущей волны. Результаты расчетов по оптимизации продольного охлаждения представлены на рис.1. Видно, что частотная расстройка (рис.1,б) изменяется по мере формирования центрального пика охлажденных атомов (рис.1,в), как и в стандартной технике подстройки

частоты. В то же время интенсивность световой волны изменяется по мере уменьшения ширины начального скоростного распределения (рис.1). При этом имеется соответствие между оптимальными значениями интенсивности и частотной расстройки. Так, если интенсивность световой волны меняется слабо, то оптимальная временная зависимость расстройки линейна, что обеспечивает постоянное уменьшение скорости атомного пучка. С другой стороны, если интенсивность световой волны уменьшается (для большего сжатия скоростного распределения), то уменьшается и скорость замедления атомного пучка. Наши расчеты показывают, что при использовании модифицированного метода подстройки лазерной частоты за время ~ 0.6 мс может быть достигнута ширина скоростного распределения $\delta v_z = 1.2$ м/с, в то время как при обычном методе подстройки частоты [6] была получена ширина $\delta v_z \approx 6$ м/с за время 2 мс.

Отметим, что на определенном этапе смещения скоростного распределения в область малых скоростей центральный пик атомов перестает сужаться (что соответствует установлению некоторого квазиравновесного распределения атомов). Однако интенсивность такого пика увеличивается вследствие прихода атомов из низкоскоростной части начального скоростного распределения. При этом энтропия Реньи также повышается (рис.1,з), поскольку (на данном этапе эволюции скоростного распределения атомного пучка) она практически совпадает с фазовой плотностью атомов.

3.2. Метод подстройки частоты атомного перехода во внешнем магнитном поле

В методе компенсации доплеровского сдвига за счет изменения частоты атомного перехода в неоднородном по направлению движения пучка магнитном поле скоростное распределение атомов уже зависит от пространственной координаты z , но еще не зависит от времени (рассматривается стационарное замедление атомного пучка). В этом случае полная производная в левой части (7) должна быть заменена на $v_z \partial / \partial z$ и уравнение (7) можно представить в виде

$$\frac{d}{dz} w = -\frac{1}{v_z} \frac{\partial}{\partial v_z} (f_0 w) + \frac{\varepsilon}{v_z} \frac{\partial^2}{\partial v_z^2} (f_0 w). \quad (10)$$

Тогда уравнение (10) может быть численно решено и получена эволюция скоростного распределения $w(z, v_z)$ вдоль оси соленоида.

Отметим, что имеется некоторая разница в описании двух методов компенсации доплеровского сдвига, т.е. двух способов повышения эффективности лазерного охлаждения. Так, например, в случае подстройки частоты лазерного излучения функция распределения атомов по скоростям остается нормированной в любой момент времени. Последнее соответствует тому, что в области взаимодействия с полем лазерного излучения не только находится определенное число замедляемых атомов, но и отсутствует изменение концентрации атомов в направлении распространения светового поля.

При использовании метода зеемановского охлаждения число атомов в области взаимодействия также определено, но имеет место градиент их концентрации вдоль оси соленоида, поскольку часть атомов только входит в соленоид, а другая часть (которая попала в этот соленоид ранее) уже замедлилась. В этом случае энтропия Реньи (4)

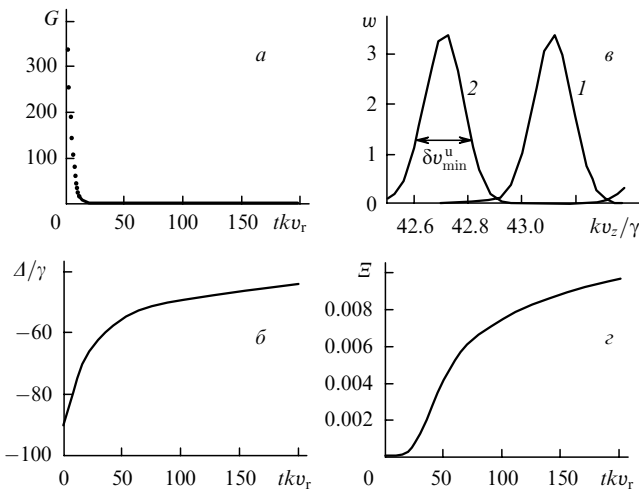


Рис.1. Оптимизация параметров светового поля для подстройки частоты лазера: оптимизированные зависимости параметра насыщения G (а) и частотной расстройки Δ (б) от времени пролета атомов через область взаимодействия, функция распределения атомов по скоростям для безразмерного времени взаимодействия 190 (1) и 200 (2) (в) и зависимость энтропии Реньи от времени (з). Возрастание энтропии Реньи во времени соответствует продольному охлаждению атомного пучка. Одновременно с уменьшением ширины скоростного распределения (до $\delta v_z^u \approx 0.2$) наблюдается смещение его как целого в область нулевых скоростей.

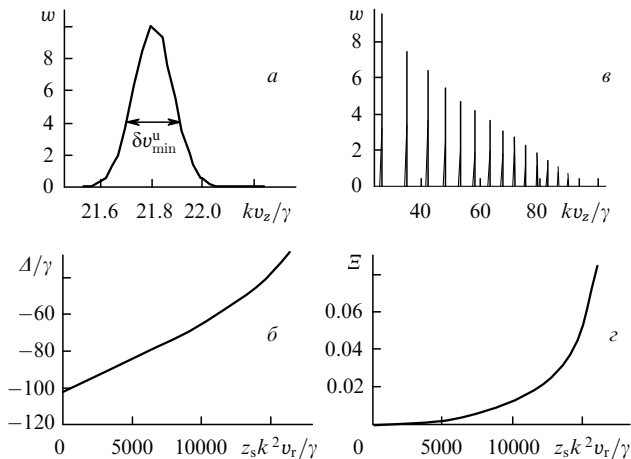


Рис.2. Оптимизация параметров светового поля для подстройки частоты атомного перехода посредством изменения внешнего магнитного поля при помощи соленоида по мере замедления атомов: функция распределения атомов по скоростям с шириной $\delta v_z^u \approx 0.2$ для безразмерной длины соленоида $l = 16000$ (а), оптимизированная по длине соленоида частотная расстройка Δ (б), эволюция скоростного распределения атомов по мере распространения атомного пучка внутри соленоида, создающего переменное по длине однородное магнитное поле (видно, что по мере прохождения атомов по соленоиду происходит уменьшение ширины начального скоростного распределения одновременно с уменьшением средней скорости) (в) и зависимость энтропии Реньи от безразмерной длины соленоида (г).

должна зависеть от пространственной координаты z и соответствует усредненной по скорости фазовой плотности атомов. Поэтому полная фазовая плотность пучка может быть получена дополнительным усреднением такой (зависящей от координаты) энтропии Реньи. В результате достаточно сложно сравнивать окончательные значения энтропии Реньи для этих двух методов (подстройки частоты лазерного излучения и зеemanовского охлаждения), поскольку мы имеем дело с физически разными экспериментальными ситуациями (ср. значения энтропии на рис.1 и 2).

Снова начинаем процедуру оптимизации, которая ранее применялась в случае подстройки частоты лазерного излучения, с начального теплового распределения атомов (5) с $\delta v_z^u = 60$ и $\langle v_z^u \rangle = 100$, что соответствует начальным параметрам атомного пучка в [2]. При этом оптимизации подлежит только зависимость частотной расстройки от пространственной координаты атома внутри соленоида, поскольку интенсивность световой волны в данном методе компенсации не может пространственно варьироваться.

Наши результаты по оптимизации метода зеemanовского охлаждения показывают, что ширина скоростного распределения атомов δv_z достигает 1.8×10^2 см/с уже для относительно небольшой длины замедления (~ 40 см). При этом средняя скорость атомного пучка уменьшается в пять раз (до 2×10^4 см/с). В то же время в эксперименте по замедлению атомов [2] была получена ширина $\delta v_z = 3 \times 10^2$ см/с для длины замедления 125 см при тех же начальных характеристиках атомного пучка. В данном эксперименте использовалась следующая зависимость расстройки от пространственной координаты внутри соленоида:

$$\Delta = \Delta_B + \Delta_P(1 - z/z_s)^{1/2}, \quad (11)$$

где z_s – длина замедляющего соленоида; Δ_B и Δ_P – параметры расстройки [2]. Для оптимизированной зависимости расстройки от пространственной координаты была получена практически такая же зависимость, как и (11). Для сравнения мы аппроксимировали полученную нами пространственную зависимость расстройки по формуле (11) и нашли, что в нашем случае $\Delta_B^{\text{opt}} = 12$ и $\Delta_P^{\text{opt}} = -112$ при безразмерной длине соленоида $l \approx 18500$, которая соответствует $z_s \approx 50$ см.

Подчеркнем, что наши вычисления позволяют найти оптимальные значения Δ_B^{opt} и Δ_P^{opt} , которые зависят от параметров начального скоростного распределения.

4. Заключение

Приведем основные результаты работы:

- Предложено новое описание процесса лазерного охлаждения атомов на основе возрастания во времени энтропии Реньи. Показано, что для гауссова (равновесного) распределения атомов данная величина совпадает с плотностью частиц в фазовом пространстве.

- Проведена оптимизация продольного охлаждения атомного пучка посредством как изменения частоты лазерного излучения, так и изменения частоты атомного перехода внешним магнитным полем замедляющего соленоида. В первом случае получена модификация метода подстройки частоты, что позволило улучшить параметры скоростного распределения атомов в пучке после взаимодействия. Во втором оптимизация привела к существенному уменьшению длины взаимодействия атомов с полем резонансного излучения, что практически означает возможность применения для получения интенсивных пучков холодных атомов компактных замедляющих соленоидов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 01-02-17060), Министерства образования РФ (грант № E02-3.2-287) и программы Университеты России (грант № УР.01.01.040).

1. Lison F., Schuh P., Haubrich D., Meshede D. *Phys. Rev. A*, **61**, 239 (1999).
2. Molenaar P.A., van der Straten P., Heideman H.G., Metcalf H. *Phys. Rev. A*, **55**, 605 (1997).
3. Plimak L.I., Rozhdestvensky Yu.V., Olsen M.K., Collet M.J. *Phys.-Rev. A*, **63**, 023608 (2001).
4. Berman P.R. (Ed.) *Atom Interferometry* (New York: Acad. Press, 1997).
5. Letokhov V.S., Minogin V.G., Pavlik B.D. *Opt. Commun.*, **19**, 72 (1976).
6. Ertmer W., Blatt R., Halland J.L., Zhu M. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 996 (1985).
7. Prodan J., Phillips W.D. *Prog. in Quantum Electron.*, **8**, 231 (1984).
8. Phillips W.D., Metcalf H. *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 596 (1982); Prodan J., Phillips W.D., Metcalf H. *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 1149 (1982).
9. Prodan J., Phillips W.D., Metcalf H. *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 1751 (1985).
10. Bagnato V.S., Aspect A., Zilio S.C. *Opt. Commun.*, **72**, 76 (1989).
11. Bagnato V.S., Lafyatis G.P., Martin A., Helmerston E., Landry J., Pritchard D.E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 2171 (1989).
12. Мессиа А. *Квантовая механика* (М.: Наука, 1978, т. 1, с. 324).
13. Tannor D.J., Bartana A. *J. Chem. Phys.*, **106**, 10539 (1999).
14. Летохов В.С., Миногин В.Г. *Давление лазерного излучения на атомы* (М.: Наука, 1985).