

МАГНИТО-ОПТИЧЕСКАЯ БИПРИЗМА ДЛЯ АТОМНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Ю.Б.Овчинников¹⁾, Й.Сединг⁺²⁾, Р.Гримм²⁾

*Max-Planck-Institut für Kernphysik,
W-6900 Heidelberg, Germany*

⁺*Physikalisches Institut der Universität Heidelberg
W-6900 Heidelberg, Germany*

Поступила в редакцию 21 июля 1993 г.

Рассмотрена конфигурация лазерного и магнитного полей, которая может быть использована для эффективного когерентного расщепления атомного пучка на две части. По сравнению с обычной магнито-оптической решеткой предлагаемая конфигурация полей позволяет получить значительно большее расщепление атомного пучка без нарушения режима Рамана – Ната.

Большой интерес к атомной интерферометрии обусловлен потенциально высокой чувствительностью атомных интерферометров к электромагнитным и гравитационным возмущениям [1]. Однако построение высокочувствительных интерферометров с большой полезной площадью возможно лишь при большой абсолютной величине когерентного расщепления атомного пучка. В существующих интерферометрах типа Рамси поперечное расщепление атомного пучка в импульсном пространстве составляет $2\hbar k$ [1].

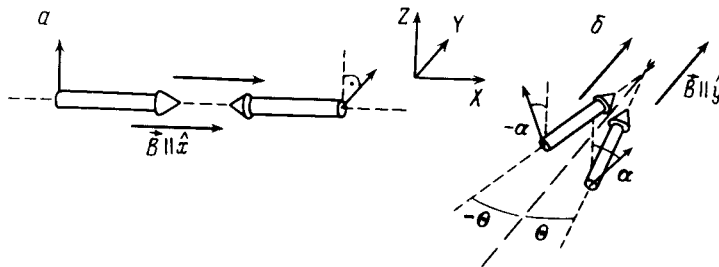


Рис.1. Конфигурация лазерного и магнитного полей для образования: а – МО решетки и б – МО бипризмы. Атомный пучок направлен по оси z

Значительно большее расщепление пучка атомов $\text{He}^* \cong 40\hbar k$ было предсказано теоретически [2] и наблюдается экспериментально [3] с использованием магнито-оптической (МО) решетки. Такая МО решетка получается в суперпозиции двух встречных монохроматических лазерных лучей с ортогональной линейной поляризацией и статического магнитного поля, направленного вдоль этих лучей (рис.1). Квантовомеханическое вычисление МО силы для атома с переходом $J = 0 \rightarrow J' = 1$ было проделано в работе [2]. В этом случае во взаимодействии с магнитным и световым полями принимают участие два магнитных подуровня возбужденного состояния с $m' = -1$ и $m' = 1$ и

¹⁾Постоянный адрес: Институт спектроскопии Российской Академии наук, 142092 Троицк, Россия

²⁾J.Söding, R.Grimm

основное состояние атома, которые образуют V -схему уровней. Диагонализация полного гамильтониана взаимодействия атома со световым и магнитным полями позволяет найти три соответствующих одетых состояния атома. В адиабатическом приближении, когда время включения взаимодействия атома с полем много больше периода рабиевских осцилляций населенности его уровней $2\pi/\omega_R$ и периода ларморовской прецессии $2\pi/\omega_L$, атомы, находящиеся начально в основном состоянии, заселяют лишь одно соответствующее одетое состояние. В этом приближении движение атома определяется пространственной зависимостью энергии этого одетого состояния $U(x)$, которое играет роль потенциала. При $\omega_R = 2\omega_L$ (где ω_R – частота Раби, соответствующая одной из бегущих световых волн) пространственное распределение данного потенциала $U(x)$ вдоль световой волны имеет почти идеальный треугольный профиль с периодом, равным $\lambda/2$ (рис.2). Этот потенциал представляет собой фазовую решетку для падающих на него атомов. Импульсное распределение атомов после их дифракции на такой МО решетке показано в нижней части рис.2. Мы использовали треугольный профиль потенциала, очень близкий к его реальной форме. Импульсное распределение дифрагировавших атомов было найдено посредством фурье-преобразования $\exp[i \int U(x, t) dt]$. При этом время взаимодействия атомов с полем было взято равным $t = 10 \cdot 2\pi/\omega_R$. Как видно из рис.2, это импульсное распределение представляет собой две группы пиков, разделенных на величину $\simeq 80\hbar k$. Огибающая этих групп пиков (пунктирная кривая на рис.2) представляет собой дифракционную функцию рассеяния атомов на половине апертуры одного элемента фазовой решетки, имеющего размер $\lambda/4$. Расстояние от максимума до первого минимума функции дифракции атомов на апертуре с размером b , равным половине периода решетки, в импульсном пространстве определяется величиной

$$\Delta p_x = (2\pi/bk)\hbar k. \quad (1)$$

Поскольку в случае МО решетки $b = \lambda/4$, то неопределенность поперечного импульса атомов (1) составляет $\Delta p_x \simeq 4\hbar k$. Интерференция атомов на решетке с периодом $\lambda/2$ приводит к появлению внутри дифракционной огибающей отдельных пиков с расстоянием между ними, равным $2\hbar k$, и шириной, определяемой соотношением (1), где величина b определяется поперечным размером атомного пучка.

Улучшить параметры, характеризующие расщепление атомного пучка, можно, увеличив период МО решетки и используя лишь один из ее периодов. Предлагаемая для этого конфигурация светового и магнитного полей представлена на рис.1б. В данном случае лазерные лучи с линейной поляризацией, составляющей углы $\mp\alpha$ к оси z , пересекаются под малым углом 2θ , а статическое магнитное поле направлено вдоль оси их симметрии y . При данной геометрии лазерных лучей переизлучение фотона из одной волны в другую сообщает атому вдоль оси x импульс $\Delta p_x = \pm 2\hbar k \sin \theta$. Для атома с переходом $J = 0 \Rightarrow J' = 1$ можно произвести вычисление МО силы, используя модель одетых состояний. Для этого удобно представить линейные поляризации $\hat{e}_{-\alpha}$ и \hat{e}_{α} двух встречных световых волн в виде

$$\hat{e}_{-\alpha} = \left(\frac{1 - \epsilon^2}{2} \right)^{1/2} \{ \hat{e}_+ \exp(i\beta) + \hat{e}_- \exp(-i\beta) \} + \hat{e}_y \epsilon, \quad (2a)$$

$$\hat{e}_\alpha = \left(\frac{1 - \epsilon^2}{2} \right)^{1/2} \{ \hat{e}_+ \exp(-i\beta) + \hat{e}_- \exp(i\beta) \} + \hat{e}_y \epsilon, \quad (26)$$

где $\beta = \arctg(\tg \alpha \cdot \cos \theta)$, $\epsilon = \sin \alpha \cdot \sin \theta$, $\hat{e}_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{e}_z \pm i\hat{e}_x)$ - циркулярные компоненты поляризации с осью, направленной вдоль магнитного поля. Распределение светового поля вдоль оси x представляет собой суперпозицию σ^+ , σ^- и π -поляризованных стоячих волн с периодом $\lambda/(2 \sin \theta)$. При $\beta = \pi/4$, когда $\alpha = \arctg(1/\cos \theta)$, σ^+ и σ^- - стоячие волны, смещенные вдоль оси x таким образом, что узлы одной совпадают с пучностями другой, образуют МО решетку с симметричным профилем штриха. При $\omega_R = 2\omega_L$, форма этого штриха близка к треугольной. Присутствие, помимо σ^+ - и σ^- -компонент, также π -компоненты приводит к локальному возмущению одетого состояния, адиабатически заселяемого атомами, начально находящимися в основном состоянии. Однако при малом угле θ интенсивность π -поляризованного поля в $\cong \theta^2$ раз меньше интенсивности σ^+ - и σ^- -компонент, и соответствующее возмущение является пренебрежимо малым.

Рассмотрим преимущества, которые дает МО решетка с увеличенным периодом. Во-первых, n -кратное увеличение периода приводит к n -кратному уменьшению ширины поперечного импульсного распределения расщепленных частей атомного пучка (1). Использование лишь одного периода этой решетки (МО бипризмы) исключает наличие интерференционной структуры внутри дифракционной огибающей импульсного распределения двух частей атомного пучка. Во-вторых, превышение размера МО бипризмы над периодом МО решетки в n раз делает возможным в n раз увеличить максимальную величину расщепления атомного пучка, определяемую пределом выполнения режима Рамана - Ната.

На рис.2 представлено сравнение импульсного распределения атомов, расщепленных МО решеткой и МО бипризмой, имеющей размер вдоль оси x , равный $5\lambda(\theta = 0, 1)$. В обоих случаях нами использовалась идеализированная треугольная форма МО потенциала. Для МО решетки расщепление атомного пучка на величину $p_x = \pm 40\hbar k$ реализуется при времени взаимодействия атомов с полем $\tau = 10 \cdot 2\pi/\omega_R$. Получение той же величины расщепления с помощью МО бипризмы требует времени $\tau = 10 \cdot 2\pi/\omega_R \sin \theta$. При фиксированном времени взаимодействия τ получение одинаковой величины расщепления требует в случае МО бипризмы в $1/\sin \theta$ раз большей частоты Раби, чем в случае МО решетки. Данное обстоятельство объясняется тем фактом, что в МО бипризме единичный акт переизлучения фотона между образующими ее световыми волнами сообщает атому импульс $2\hbar k \sin \theta$, тогда как в МО решетке этот импульс равен $2\hbar k$.

Идеальным кандидатом для МО расщепления является атом ^{40}Ca , имеющий переход $J = 0 \rightarrow J' = 1$ ($^1S_0 \rightarrow ^3P_1$) с длиной волны $\lambda = 657,46$ нм. Большое время жизни ($\tau = 0,4$ мс) состояния 3P_1 делает этот переход идеальным для обеспечения когерентного взаимодействия атома Ca с излучением. Кроме того, атом Ca имеет сильный $^1S_0 \Rightarrow ^1P_1$ переход ($\lambda = 423$ нм), позволяющий эффективно осуществлять лазерное охлаждение атомного пучка [4]. Оценим, какое расщепление можно получить для пучка со скоростью $v = 40$ м/с. Положим, что диаметр лазерных лучей, образующих МО бипризму, составляет 20 мкм. В этом случае время взаимодействия атомов с полем составляет $\tau = 0,1$ мкс, что

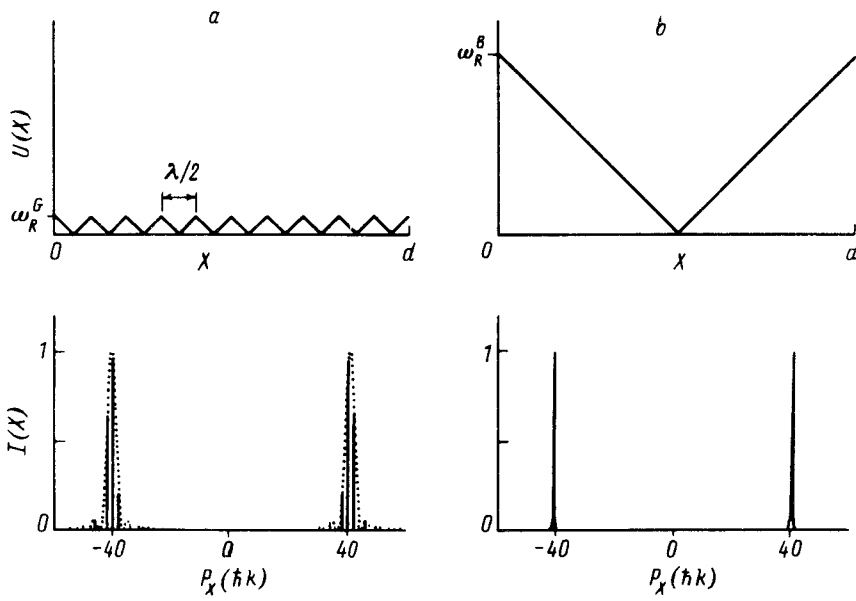


Рис.2. В верхней части рисунка показана пространственная зависимость МО потенциала для: *a* – МО решетки и *b* – МО бипризмы. В нижней – соответствующие импульсные распределения атомов, дифрагировавших на этих потенциалах

приблизительно на три порядка меньше времени жизни возбужденного состояния 3P_1 , что обеспечивает высокую когерентность взаимодействия атомов с лазерным полем. Мощность 200 мВт в каждом из лазерных лучей, образующих МО бипризму, обеспечивает частоту Раби $\omega_R = 1,4 \cdot 10^9 \text{с}^{-1}$. При угле $\theta = 0,1$ величина импульсного расщепления атомного пучка МО бипризмой,

$$p_x = \pm 4(\omega_R/2\pi)\tau \sin \theta \cdot \hbar k, \quad (3)$$

равна $p_x \approx \pm 44,4 \hbar k$, а ширина каждой из расщепленных частей составляет $\Delta p_x = 0,4 \hbar k$. Соответствующий угол расщепления равен $3,3 \cdot 10^{-2}$ рад! Получение такого угла расщепления атомов с обычной МО решеткой без нарушения режима Рамана – Ната практически невозможно.

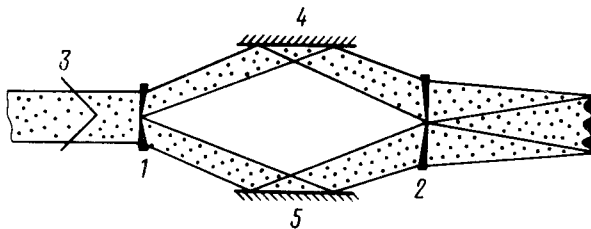


Рис.3. Схема атомного интерферометра, использующего МО бипризмы 1 и 2, 3 – атомный пучок, 4,5 – атомные зеркала

Возможная схема атомного интерферометра, использующего МО бипризмы, представлена на рис.3. В этом интерферометре используются атомные зеркала, основанные на поверхностных световых волнах. Вторая МО бипризма служит для уменьшения угла схождения частей атомного пучка с целью получения макроскопического периода интерференционной картины. Преимуществами такого интерферометра являются – отсутствие потерь атомов, его большая полезная площадь и макроскопическое пространственное разделение его плеч. Подобный интерферометр с расстоянием между МО бипризмами 20 см обеспечивает разделение его плеч на 3,3мм. Общая площадь такого интерферометра составляет 3,3см², что делает его чувствительность к эффекту Саньяка [5] достаточной для регистрации вращения Земли!

Мы благодарим проф. В.С.Летохова, др. М.А.Ольшанова, др. Т.Pfau, др. С.S.Adams за полезное обсуждение предмета данной статьи.

-
1. Специальный выпуск Appl. Phys. B54, 319 (1992).
 2. Т.Pfau, С.S.Adams, and J.Mlynek, Europh. Lett. 21, 439 (1993).
 3. Т.Pfau, Ch.Kurtsiefer, С.S.Adams, and J.Mlynek (в печати)
 4. F.Riehle, Th.Kisters, A.Witte, and J.Helmcke, Phys. Rev. Lett. 67, 177 (1991).
 5. A.Witte, Th.Kisters, F.Riehle, and J.Helmcke, J. Opt. Soc. Am. B9, 1030 (1992).