

## ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ АТОМОВ И ПОЛУЧЕНИЕ АТОМНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РЕШЕТОК В СВЕТОВЫХ ПОЛЯХ

Б.Я.Дубецкий, А.П.Казанцев, В.П.Чеботаев,  
В.П.Яковлев

Предложен способ наблюдения интерференции атомов с помощью слабокогерентного атомного пучка, рассеивающегося на двух стоячих волнах. Показано, что атомы могут переносить пространственную когерентность на весьма большие расстояния.

1. Дифракционные эффекты, обусловленные волновыми свойствами частиц, наблюдаются при рассеянии на кристаллических решетках твердых тел, когда де-бройлевская длина волны частиц сравнима с периодом решетки. Сложнее обстоит дело с наблюдением интерференционных эффектов, так как они требуют получения когерентных пучков частиц. Интерференция, которая возникает при рассеянии нейтронов на последовательности кремниевых пластин, легла в основу нейтронной интерферометрии <sup>1</sup>.

В этой работе мы впервые рассматриваем возможность атомной интерференции и обращаем внимание на то, что когерентные пучки атомов могут создаваться при рассеянии частиц на резонансной стоячей волне (резонансный эффект Капицы – Дирака <sup>2</sup>). Наблюдение их интерференции затруднено из-за конечной расходимости атомного пучка. В результате взаимодействия со вторым полем стоячей волны когерентные пучки вновь рассеиваются и интерферируют (см. рисунок). Благодаря процессам типа эха <sup>3</sup> влияние расходимости пучка устраняется, и на больших расстояниях возникает интерференция. Интерференционная картина проявляется в образовании периодической структуры в пространственном распределении атомов. Как показали расчеты, структура интерференционной картины и области ее локализации зависят от характера взаимодействия частиц с полями и времени жизни возбужденных состояний.

2. Интерференцию атомов с короткоживущим возбужденным состоянием проще всего описать, когда  $\tau \Delta \gg 1$ , где  $\tau = a/v$  – время пролета через поле,  $\Delta$  – отстройка волны от резонанса. Будем предполагать также, что  $\Delta \gg \gamma$ , где  $\gamma$  – скорость распада верхнего уровня.

Падающая плоская волна  $\exp(i\mathbf{p}\mathbf{r}/\hbar)$  после взаимодействия с первым полем (при  $y = 0$ ), превращается в суперпозицию плоских волн <sup>4</sup>:

$$\sum_n J_n(\xi_1) \exp(i\mathbf{p}_n \mathbf{r} / \hbar), \quad \xi_1 = \frac{(dE_1)^2 \tau}{2\hbar^2 \Delta} \quad (1)$$

$$p_{nx} = p_x + 2n\hbar k, \quad p_{ny} = p - p_{nx}^2 / 2p$$

с импульсами, удовлетворяющими закону сохранения энергии:  $p_n^2 = p^2$ . В (1)  $d$  – дипольный матричный элемент перехода между уровнями,  $E_1$  – амплитуда первого поля,  $J_n$  – функция Бесселя, оси  $x$  и  $y$  – направления распространения волны и пучка соответственно. Передаваемый поперечный импульс связан с вынужденными переходами и кратен  $2\hbar k$ . Переходы с нечетным числом импульсов  $\hbar k$  возникают из-за спонтанного излучения и имеют некогерентный характер, а их вклад мал по параметру  $\gamma / \Delta$ .

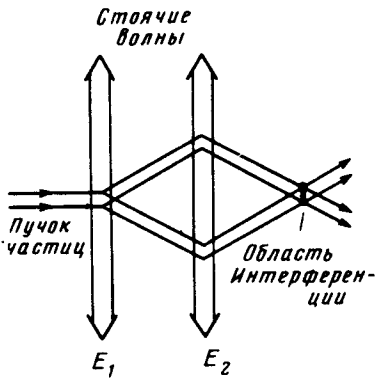


Схема атомного интерферометра. Для простоты рассеянные пучки после взаимодействия показаны не перекрывающимися

Пространственная модуляция плотности атомов, отвечающая волновой функции (1), сохраняется только на малых расстояниях  $\sim (k\theta)^{-1}$ , что при угловой расходимости атомного пучка  $\theta \sim 10^{-3}$  и  $k \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$  составляет величину порядка  $10^{-2} \text{ см}$ . Но поскольку атомы находятся в основном состоянии, где отсутствует необратимая спонтанная релаксация, фазовая память в волновой функции сохраняется на больших расстояниях. Это позволяет получить интерференционную картину в условиях "эха".

Аналогично (1) вычисляется воздействие второй волны с параметром  $\xi_2$  при  $y = L$ . Тогда в плотности распределения атомов  $1 + \sum A_n \exp(2inkx)$  амплитуда первой гармоники на расстоянии  $y = 2L + l$  ( $l \ll L$ ) равна  $\neq 0$

$$A_1 = \langle J_1(8\xi_1 \Delta_0 l / v) J_1^2(\xi_2) \exp(i\varphi) \rangle, \quad (2)$$

где  $\varphi = 2klv_x / v$ ,  $\hbar\Delta_0 = (\hbar k)^2 / 2m$  – энергия отдачи,  $m$  – масса атома, а угловые скобки означают усреднение по распределению скоростей  $v = p/m$  в атомном пучке.

Таким образом, пространственная модуляция плотности (дифракционная решетка) существует в окрестности точки  $y = 2L$  с шириной  $l \sim (k\theta)^{-1}$ . Глубина модуляции порядка единицы, если для тепловых скоростей выполняются условия  $\xi_1 \hbar k / p\theta \sim 1$  и  $\xi_2 \sim 1$ . Если  $\xi_1 \gg 1$ , можно использовать атомные пучки со значительной угловой расходимостью  $\theta \sim \xi_1 \hbar k / p \gg 10^{-4}$ , для  $\theta \sim 10^{-3}$  нужно  $\xi_1 \sim 10$ . Подобные решетки возникают и на больших расстояниях, кратных  $L$ .

3. Приведем также результаты для случая почти точного резонанса и большого времени жизни возбужденного состояния. После действия поля теперь заселены оба состояния и волновая функция становится двухкомпонентной. В (1) вместо  $J_n$  следует использовать рассчитанную в <sup>5</sup> матрицу возмущения и учесть расфазировку системы атом – поле за время пролета между волнами. При этом выясняется, что интерференционная картина локализуется на расстояниях.

$$\frac{y - L}{L} = \frac{2s + 1}{2r}, \quad (3)$$

где  $s$  и  $r$  – целые. Известно <sup>6</sup>, что на этих же расстояниях локализуются пространственные гармоники заселенностей уровней. Однако лишь при учете квантового рассеяния (эф-

фекта отдачи) гармоники появляются не только в заселенностях, но и в суммарной плотности частиц. При  $y$  из (3) она для моноскоростного пучка равна

$$\rho(x, y) = \rho(x) \left[ 1 + \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{n+s+r+1} \cos(2r(2n+1)kx) \rho_n \right],$$

$$\rho_n = \sin(\Delta L / v) J_{(2n+1)(2s+1)}(\xi_1) \times$$

$$\times J_{(2n+1)(2(s+r)+1)}(\xi_2 \sin((2n+1)(2s+1)\Delta_0 L/v)), \quad (4)$$

где  $\rho(x)$  — пространственное распределение атомов в невозмущенном пучке,  $\xi_i = dE_i \tau / \hbar$ . Видно, что, например, при  $y = 1,5 L$  ( $r = 1, s = 0$ ) локализуются вторая, шестая и т. д. гармоники. При  $y = 1,25 L$  ( $r = 2, s = 0$ ) локализуются четвертая, двенадцатая и т. д. гармоники.

4. Пространственная интерференционная атомная структура может наблюдаться путем напыления на пластину, расположенную на расстоянии  $\sim L$  от возбуждающих полей, путем рассеяния пробной волны на решетке и т. д. Необходимый уровень мощности лазеров для наблюдения эффектов в пучке Na, Ca и др. лежит в диапазоне  $10^{-4} \div 1$  Вт.

5. Атомная интерферометрия в области длин тепловых дебройлевских волн  $\sim 10^{-9}$  см может стать новым инструментом при постановке различных прецизионных экспериментов. Рассмотренное явление представляет также интерес для получения субмикронных структур на поверхности.

Мы благодарны Е.В.Бакланову, И.М.Бетерову и М.Н.Скворцову за обсуждения.

#### Литература

1. Neutron Interferometry, Proc. Intern. Workshop at Institute Langevin, Grenoble, France, U. Bonse, H. Rauche, eds., Oxford U.P., 1979,
2. Казанцев А.П., Сурдутович Г.И. Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, 346.
3. Shebotayev V.P. Appl. Phys., 1978, 15, 219.
4. Казанцев А.П., Сурдутович Г.И., Яковлев В.П. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 542.
5. Бакланов Е.В., Дубецкий Б.Я., Семибаламут В.М. ЖЭТФ, 1979, 76, 482.
6. Дубецкий Б.Я., Семибаламут В.М. Квантовая электроника, 1982, 8, 1688; Дубецкий Б.Я. Известия АН СССР, сер. физ., 1982, 46, 990.