

## К 130-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ П.Л. КАПИЦЫ

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## Дифракция Капицы – Дирака для атомов

А.В. Турлапов

Капица и Дирак предсказали дифракцию электрона на стоячей оптической волне. Роли света и материи здесь поменялись местами относительно классической оптики. В дальнейшем идеи о дифракции материи на электромагнитной волне были развиты в атомной физике. Дифракция атомов наблюдалась в различных вариантах и применяется в атомных интерферометрах.

**Ключевые слова:** интерференция материальных волн, вынужденное рассеяние, импульс фотонной отдачи

PACS numbers: 01.65.+g, 03.75.-b, 37.20.+k

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.07.039758>

В 1933 году Капица и Дирак предсказали дифракцию электрона на стоячей световой волне [1]. Эффект напоминает известную в оптике дифракцию на толстой решётке, однако вещество и свет поменялись местами. Авторы указывали на малость эффекта. В 1966 г. было рассчитано [2], что для атомов эффект гораздо сильнее. С тех пор в атомной физике идеи Капицы и Дирака были развиты — дифракция атомов на стоячей световой волне наблюдалась в различных вариантах и применена на практике.

В настоящей статье сначала обсуждается оригинальный эффект Капицы – Дирака, а затем большая часть статьи посвящена разновидностям эффекта, появившимся в атомной физике. Рассмотрена дифракция на тонкой и толстой решётке, в атомном пучке и в почти неподвижном облаке атомов, комбинация дифракции с эффектами Штерна – Герлаха и Тальбота, применение в атомной интерферометрии.

На рисунке 1 показана схема дифракции электронов, адаптированная из оригинальной работы [1]. Свет может быть описан как квантово, так и классически. С квантовой точки зрения в освещённой области происходит перерассеяние фотонов электроном между модами  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ . В силу того что процесс вынужденный, рассеивается чётное число фотонов, что ведёт к передаче импульса  $n2\hbar k$ , где  $k = |\mathbf{k}_1|$  — волновой вектор света,  $n$  — целое число. При дифракции на толстой решётке сохранение энергии приводит к выбору одного конкретного  $n$  и по-

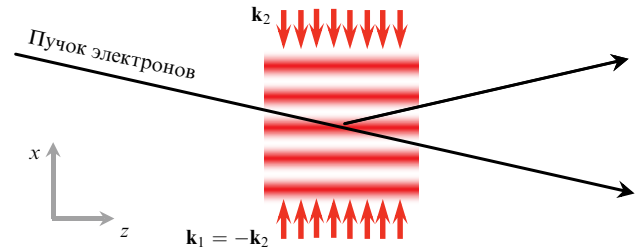


Рис. 1. Брэгговская дифракция электрона на стоячей оптической волне. (Адаптировано из работы Капицы и Дирака [1].)

явлению лишь одного дифракционного максимума, как показано на рис. 1. С точки зрения классической физики на электрон действует пространственно периодический потенциал Гапонова – Миллера [3]

$$U_{\text{GM}}(x) = \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2} \cos^2(kx), \quad (1)$$

где  $E_0$ ,  $\omega$  и  $k = \omega/c$  — амплитуда в пучности, частота и волновой вектор световой волны,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона.

Вместо электронов можно рассмотреть пучок атомов. На них действует дипольный потенциал  $U_{\text{dipole}}$ . Представляя атом как электрон на пружине, которой соответствует частота  $\omega_0$ , получим

$$U_{\text{dipole}}(x) = \frac{e^2 E_0^2}{4m(\omega^2 - \omega_0^2)} \cos^2(kx). \quad (2)$$

Вблизи резонанса  $\omega \sim \omega_0$  имеем многократное усиление потенциала по сравнению со свободным электроном. Ввиду периодичности  $U_{\text{dipole}}(x)$  стоячую волну часто именуют оптической решёткой.

Для атомов признаки дифракции Капицы – Дирака наблюдались в работах [4, 5]. Атомный пучок уширился

А.В. Турлапов

Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН,  
ул. Ульянова 46, 603950 Нижний Новгород, Российская Федерация  
Всероссийский научно-исследовательский институт  
физико-технических и радиотехнических измерений,  
пос. Менделеево, 141570 Солнечногорский район,  
Московская обл., Российская Федерация  
E-mail: [turlapov@appl.sci-nnov.ru](mailto:turlapov@appl.sci-nnov.ru)

Статья поступила 3 сентября 2024 г.

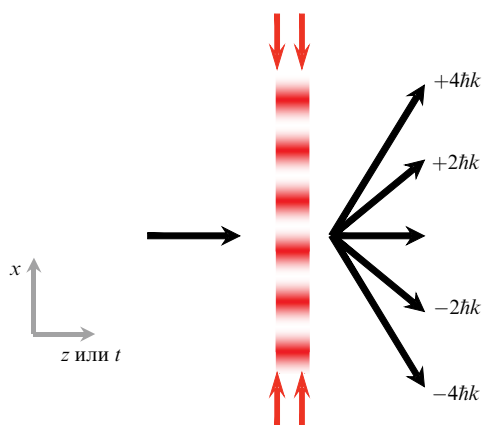


Рис. 2. Дифракция Капицы–Дирака на тонкой световой решётке. Красным показаны оптические поля, чёрным — траектории атома и соответствующие им добавки к импульсу.

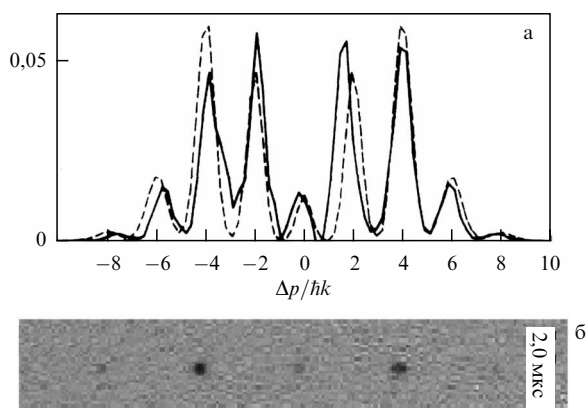


Рис. 3. (а) Дифракция атомного пучка по Капице–Дираку на тонкой световой решётке (из работы [7]). Показано распределение потока в атомном пучке на удалении от решётки. (б) Дифракция бозе-конденсата, центр которого неподвижен в лабораторной системе отсчёта (из работы [8]). Две яркие тёмные точки — порядки дифракции, отвечающие импульсам  $\pm 2\hbar k$ . Между ними слабо заметный нулевой порядок.

после пересечения стоячей волны, наблюдаемое уширение соответствовало передаче импульса  $\simeq 200\hbar k$  [5].

Поскольку взаимодействие света с атомом может быть достаточно сильным, как видно из формулы (2), режим толстой решётки вовсе не обязателен. В 1980 г. рассчитана дифракция на тонкой решётке [6], качественный результат показан на рис. 2. В отличие от режима толстой решётки, возникает несколько дифракционных максимумов, отвечающих сдвигу исходного импульса на  $n2\hbar k$ . Такая дифракция наблюдалась в 1986 г. [7] — коллимированный атомный пучок пересекал стоячую волну, результат эксперимента показан на рис. 3. В данных различимы порядки дифракции, соответствующие разному числу переданных импульсов фотонной отдачи  $\hbar k$ , причём это число всегда чётное.

Для тонкой решётки дифракция допускает аналитический расчёт [6, 9]. Опишем эволюцию состояния центра массы атома в системе отсчёта, которая движется поперёк стоячей волны с той же скоростью, что и атом. Пролёт через стоячую волну наблюдается как её включение на короткое время  $\tau$ . Внутреннее состояние атома сохраняется. Пусть в начальный момент времени  $t = 0$

атом описывается плоской волной  $\psi(x, 0) = \exp(ip_0x)$ . При  $t = 0$  кратковременно включаются лучи стоячей волны, создающие потенциал  $U(x, t) = U_0(t) \sin(2kx)$ . Пренебрежём движением атома за время  $\tau$ , что эквивалентно пренебрежением кинетической энергией в операторе эволюции, который, таким образом, имеет вид  $\exp(i\varphi \sin(2kx))$ , где  $\varphi \equiv -(1/\hbar) \int_0^\tau U_0(t) dt$  — площадь импульса. Воздействие стоячей волны переводит атом в состояние

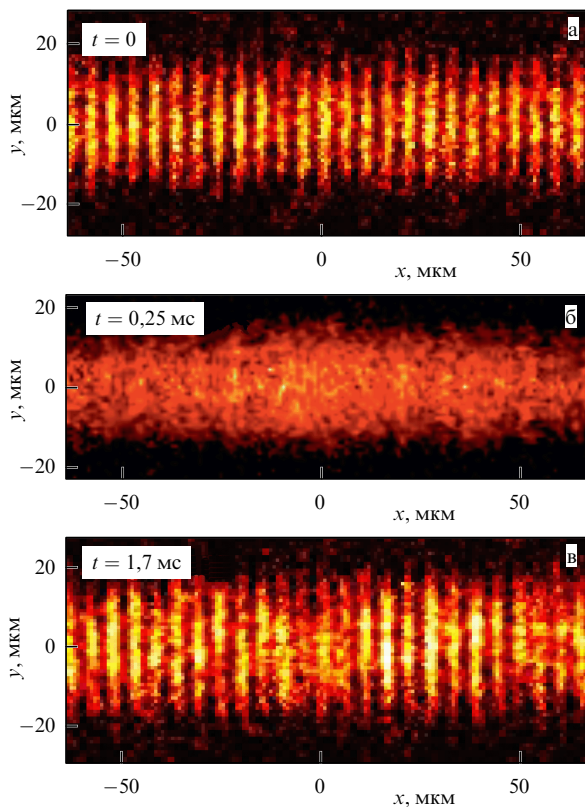
$$\begin{aligned} \psi(x, \tau) &= \exp(i\varphi \sin(2kx)) \exp(ip_0x) = \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\varphi) \exp(i(2nk + p_0)x), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $J_n$  — функции Бесселя первого рода. Плотность атома остаётся однородной, появляется модуляция фазы. В дальней зоне модуляция фазы переходит в модуляцию плотности — поток разделяется на несколько максимумов, плотность в которых  $\sim |J_n(\varphi)|^2$ . Максимумы симметричны относительно замены  $n$  на  $-n$ . Можно подчеркнуть или подавить конкретную пару максимумов  $\pm n$ , варьируя площадь импульса  $\varphi$ . Результат не зависит от  $p_0$ .

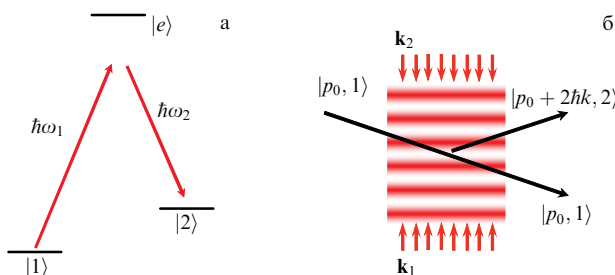
Кроме атомного пучка дифракция атомов на тонкой оптической решётке наблюдалась и для почти неподвижного облака атомов [8, 10]. Стоячая волна включается на короткое время  $\tau$ , что в системе отсчёта, связанной с атомом, идентично пролёту пучка через стоячую волну. Спустя некоторое время фазовая модуляция переходит в наблюдаемую модуляцию плотности. Результат дифракции бозе-конденсата атомов можно видеть на рис. 3б. В основном атомы рассеиваются в состояния с импульсами  $\pm 2\hbar k$ . Ширина дифракционных максимумов  $\ll 2\hbar k$ , что отражает чрезвычайно узкое начальное распределение по импульсам в конденсате. В эксперименте [10] дифракция наблюдалась в облаке с распределением импульсов шире  $2\hbar k$  благодаря селективной чувствительности детектора к гармонике плотности  $\sim \exp(i2kx)$ . Наиболее часто дифракция Капицы–Дирака используется для облака атомов. Этому помогают развитые для локализованных систем методы охлаждения [11, 12].

В режиме толстой дифракционной решётки можно выделить один доминирующий дифракционный максимум. Достигнуто расщепление исходного и отклонённого состояния до  $24\hbar k$  [13], эксперимент выполнен с облаком атомов, без движения поперёк стоячей волны. Для брэгговской дифракции пучок атомов должен падать под углом, отличным от  $90^\circ$ , что видно на рис. 1. Для неподвижного облака атомов точным аналогом такого отличия будет медленное движение стоячей волны вдоль  $x$ , что достигается малой разбалансировкой модулей волновых векторов  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ .

Чисто амплитудная модуляция в качестве начального условия для дифракции также может быть создана при помощи стоячей волны. Пример можно видеть на рис. 4а — цепочка бозе-конденсатов молекул приготовлена в пучностях стоячей волны, которые являются минимумами дипольного потенциала (2). Примерная однородность фазы достигается туннелированием частиц между ямами. Эксперимент также проходит без распространения частиц поперёк стоячей волны. В момент  $t = 0$  стоячая волна отключается, в последующие моменты времени происходит дифракция и интерферен-



**Рис. 4.** (а) Цепочка бозе-конденсатов, пленённых в пучностях стоячей волны. (б, в) Последующая дифракция и интерференция после отключения стоячей волны в  $t = 0$ . Опубликованные (а, в) и неопубликованные (б) данные из эксперимента [14].

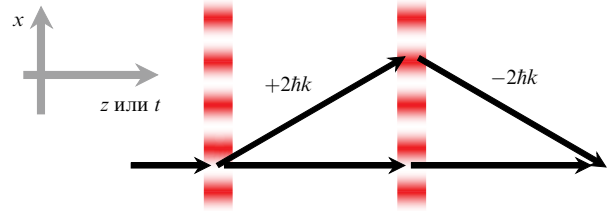


**Рис. 5.** Дифракция атома в сочетании с изменением его внутреннего состояния: (а) схема уровней энергии фотонов в модах  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ ; (б) результат дифракции.

ция. На рисунке 4б начало дифракции — отдельные облака перекрылись. На рисунке 4в спустя более длительное время из-за интерференции восстанавливается начальная модуляция плотности, что также является проявлением квантового эффекта Тальбота [15].

Воздействие на центр массы атома может сочетаться с воздействием на внутреннее состояние [16]. Для этого моды  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  расстраиваются по частоте примерно на расщепление между двумя долгоживущими внутренними состояниями атома  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ , как на рис. 5а. Таковыми могут выступать два состояния на различных уровнях сверхтонкого расщепления в щелочном металле. Взаимодействие с электромагнитным полем приводит к преобразованию состояния атома

$$|p_x = p_0, 1\rangle \rightarrow \alpha|p_0, 1\rangle + \beta|p_0 + 2\hbar k, 2\rangle, \quad (4)$$



**Рис. 6.** Схема атомного интерферометра (на основе работы [9]). Чёрным показаны интерферирующие траектории атома и соответствующие им сдвиги импульса вдоль  $x$ , красным — области взаимодействия атома со стоячей волной или соответствующие отрезки времени.

как показано на рис. 5б. Использовано  $|\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2| \ll k$ . Пространственное и внутреннее состояния сцеплены и, таким образом, этот вариант дифракции Капицы – Дирака похож на эффект Штерна – Герлаха.

Основным практическим применением дифракции Капицы – Дирака служит атомная интерферометрия [17], предложенная в работе [9]. Схема интерферометра показана на рис. 6 и похожа на интерферометр Маха – Цендера в оптике. Первое взаимодействие со стоячей волной выполняет роль делительной пластины, а второе — роль зеркала. В работе [9] рассматривалась дифракция в режиме тонкой решётки, для которого на рис. 6 показана лишь пара возможных траекторий. В режиме толстой решётки число интерферирующих траекторий может быть сокращено до двух [13]. Часто интерферометр строится на основе облака атомов [10, 13, 18, 19], а не пучка — атомы не движутся поперёк стоячей волны, вместо этого она включается на короткое время. В интерферометре дифракция может сочетаться с рамановским переходом вида (4) [18]. Подобным образом построен чувствительный датчик вращения [20] и наиточнейший гравиметр [19]. Похожие гравиметры сейчас промышленно выпускаются в США [21], Франции [22], Китае [23].

Предсказание Капицы и Дирака, таким образом, было перенесено на атомы и молекулы. Аналоги эффекта, исходно предсказанного как слабый, наблюдались в различных вариантах и применены на практике. В атомной физике традиционно термин "рассеяние Капицы – Дирака" относится лишь к дифракции на тонкой оптической решётке [17], как показано на рис. 2. В то же время существенно более широкий круг задач о дифракции атома в поле двух встречных лучей может рассматриваться как развитие работы [1].

## Список литературы

1. Kapitza P L, Dirac P A M *Math. Proc. Cambridge Philos. Soc.* **29** (2) 297 (1933) <https://doi.org/10.1017/S0305004100011105>
2. Altshuler S, Frantz L M, Braunstein R *Phys. Rev. Lett.* **17** 231 (1966)
3. Гапонов А В, Миллер М А *ЖЭТФ* **34** (1) 242 (1958); Gaponov A V, Miller M A *Sov. Phys. JETP* **7** (1) 168 (1958)
4. Arimondo E, Lew H, Oka T *Phys. Rev. Lett.* **43** 753 (1979)
5. Гринчук В А и др. *Письма в ЖЭТФ* **34** 395 (1981); Grinchuk V A et al. *JETP Lett.* **34** 375 (1981)
6. Казанцев А П, Сурдатович Г И, Яковлев В П *Письма в ЖЭТФ* **31** 542 (1980); Kazantsev A P, Surdutovich G I, Yakovlev V P *JETP Lett.* **31** 509 (1980)
7. Gould P L, Ruff G A, Pritchard D E *Phys. Rev. Lett.* **56** 827 (1986)
8. Ovchinnikov Yu B et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 284 (1999)

9. Дубецкий Б Я и др. *Письма в ЖЭТФ* **39** 531 (1984); Dubetskii B Ya et al. *JETP Lett.* **39** 649 (1984)
10. Cahn S B et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 784 (1997)
11. Balykin V I, Minogin V G, Letokhov V S *Rep. Prog. Phys.* **63** 1429 (2000)
12. Онофрио Р *УФН* **186** 1229 (2016); Onofrio R *Phys. Usp.* **59** 1129 (2016)
13. Müller H et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 180405 (2008)
14. Makhalov V, Turlapov A *Phys. Rev. Lett.* **122** 090403 (2019)
15. Махалов В Б, Турлапов А В *Письма в ЖЭТФ* **109** 564 (2019); Makhalov V B, Turlapov A V *JETP Lett.* **109** 552 (2019)
16. Kasevich M et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 2297 (1991)
17. Cronin A D, Schmiedmayer J, Pritchard D E *Rev. Mod. Phys.* **81** 1051 (2009)
18. Kasevich M, Chu S *Phys. Rev. Lett.* **67** 181 (1991)
19. Müller H et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 031101 (2008)
20. Gustavson T L, Landragin A, Kasevich M A *Class. Quantum Grav.* **17** 2385 (2000)
21. AOSense, Inc., Fremont, CA, USA. Gravimeter (Гравиметр завода "AOSense", США), <https://aosense.com/products/atom-optic-sensors/>
22. Muquans, Institut d'Optique d'Aquitaine, Talence, France. Absolute Quantum Gravimeter (Гравиметр завода "Muquans", Франция), <https://www.muquans.com/product/absolute-quantum-gravimeter/>
23. CAS Cold Atom Technology(Wuhan)Co.,Ltd, China. Atom Quantum Gravimeter (Гравиметр завода "CAS Cold Atoms" Китайской академии наук), <http://www.cascoldata.com/en/more.php?lm=10&id=104>

### Kapitza–Dirac diffraction of atoms

A.V. Turlapov

*A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ulyanova 46, 603950 Nizhny Novgorod, Russian Federation*

*Federal State Unitary Enterprise “Russian Metrological Institute of Technical Physics and Radioengineering” (FSUE “VNIIFTRI”), pos. Mendeleevo, 141570 Solnechnogorskii raion, Moscow region, Russian Federation*

*E-mail: turlapov@appl.sci-nnov.ru*

Kapitza and Dirac predicted the diffraction of an electron on a standing optical wave. The roles of light and matter here changed places relative to classical optics. Later, ideas about the diffraction of matter on an electromagnetic wave were developed in atomic physics. The diffraction of atoms has been observed in various forms and is used in atomic interferometers.

**Keywords:** interference of matter waves, stimulated scattering, photon recoil momentum

PACS numbers: **01.65. + g, 03.75. – b, 37.20. + k**

Bibliography — 23 references

*Received 3 September 2024*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **194** (12) 1326–1329 (2024)

*Physics – Uspekhi* **67** (12) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.07.039758>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.07.039758>