

**Закрученные фотоны, электроны и  
нейтроны как новые инструменты  
исследований в физике**

**Валерий Сербо**

Новосибирский государственный университет



Закрученный вихрь в воде. Лас Вегас

## План:

1. Введение. Закрученные частицы
2. Процесс Швингера  $n+Z \rightarrow n+Z$
3. Фотовозбуждение атомов
4. Фотоэффект и радиационная рекомбинация
5. Излучение Вавилова-Черенкова
6. Обратное комптоновское рассеяние
7. Резонансное рассеяние фотонов на атомах  
(проект “Гамма Фабрика на БАК”)
8. Заключение

Этот доклад основан главным образом на наших недавних работах, выполненным совместно с коллегами из Новосибирска, Томска, Санкт-Петербурга, Heidelberg, Jena, Braunschweig, Lisbon and Washington

# 1. Введение. Закрученные частицы

## 1.1. Введение

**Для простоты**, мы начнём со случая нерелятивистских электронов, пренебрегая их спиновыми состояниями.

Хорошо известны **два** вида волн:  
плоские и сферические.

**Плоская волна** – это стационарное состояние с определённым импульсом  $\mathbf{k}$  и энергией  $E = \frac{k^2}{2m_e}$ :

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}.$$

**Сферическая волна** – это стационарное состояние с определённой энергией  $E = k^2/(2m_e)$ , моментом импульса  $l$  и проекцией момента импульса  $l_z = m$ :

$$\psi_{klm}(r, \theta_r, \varphi_r) = \sqrt{\frac{2\pi}{kr}} J_{l+1/2}(pr) Y_{lm}(\theta_r, \varphi_r),$$

где  $J_n(x)$  – функция Бесселя, а  $Y_{lm}(\theta_r, \varphi_r)$  – сферическая функция.

Менее известны **цилиндрические или бесселевы волны** – стационарные состояния с определённым

**(1) продольным импульсом  $k_z$ ,**

**(2) модулем поперечного импульса  $\kappa = |\mathbf{k}_\perp|$**

**(следовательно, и энергией  $E = (\kappa^2 + k_z^2)/(2m_e)$ ),**

**(3) проекцией момента импульса  $l_z = m = 0; \pm 1, \pm 2, \dots$**

:

$$\psi_{\kappa m k_z}(r_\perp, \varphi_r, z) = J_m(\kappa r_\perp) e^{i(m\varphi_r + k_z z)}$$

Эти состояния кратко называются

**закрученными (twisted)**. Они отличаются от плоских волн наличием **ненулевой проекции** орбитального момента импульса на направление движения, а от сферических волн наличием **определённого направления** движения.

Функция  $\psi_{\kappa m k_z}(\mathbf{r})$  может быть представлена как **суперпозиция плоских волн** в  $xy$  плоскости,

$$\psi_{\kappa m k_z}(\mathbf{r}) = e^{i k_z z} \int a_{\kappa m}(\mathbf{k}_{\perp}) e^{i \mathbf{k}_{\perp} \mathbf{r}_{\perp}} \frac{d^2 k_{\perp}}{(2\pi)^2}, \quad (1)$$

где фурье-амплитуда  $a_{\kappa m}(\mathbf{k}_{\perp})$  **концентрируется на конусе с углом  $\theta_k$**

(этот конический угол равен  $\theta_k = \arctan(\kappa/k_z)$ )

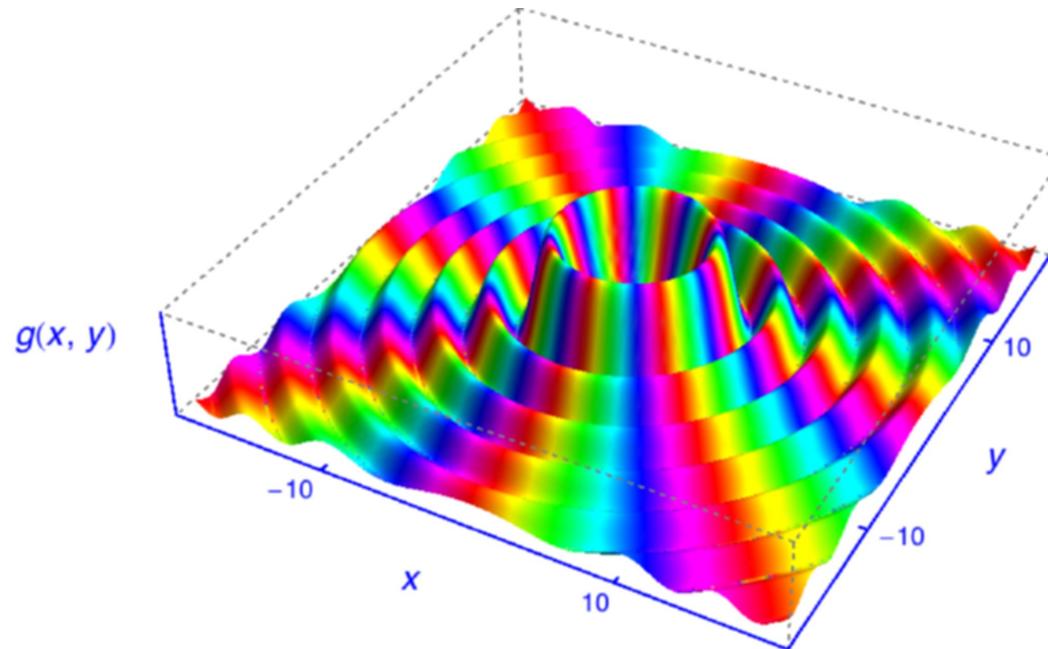
$$a_{\kappa m}(\mathbf{k}_{\perp}) = (-i)^m e^{i m \varphi_k} \sqrt{\frac{2\pi}{k_{\perp}}} \delta(k_{\perp} - \kappa). \quad (2)$$

## 1.2. Несколько слов об истории Закрученные фотоны:

Их история начинается с 1992. Энергия закрученных фотонов от радио до рентгеновского диапазона, проекция момента импульса  $m$  до  $10^4$ .

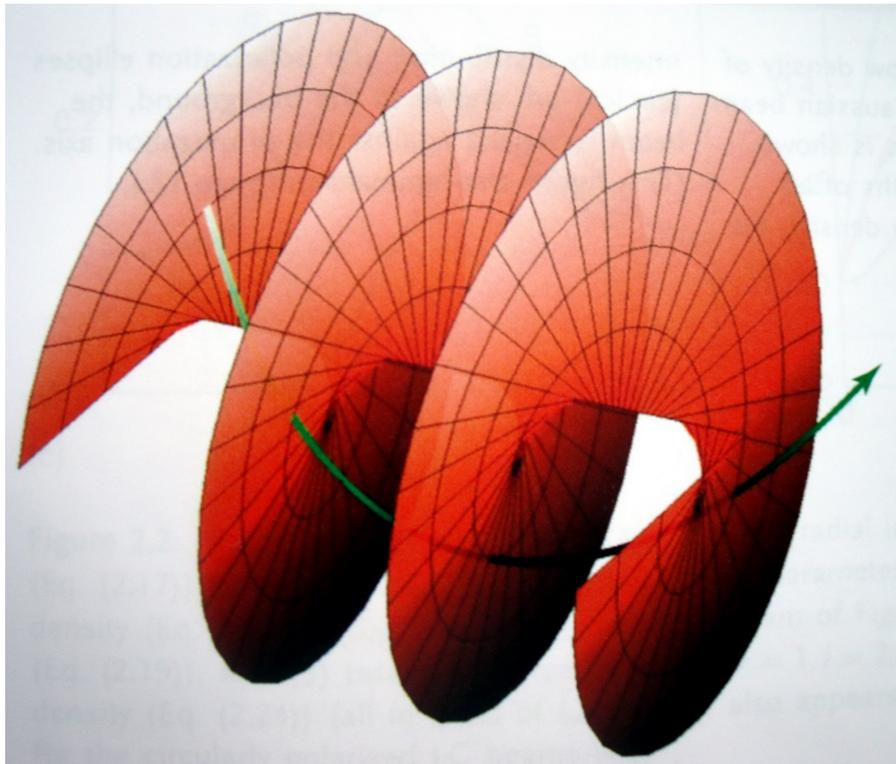
**Векторный потенциал закрученного фотона** можно получить как естественное обобщение скалярной волновой функции:

$$\mathbf{A}_{\chi m k_z \lambda}(\mathbf{r}) = \int \epsilon_{\mathbf{k}\lambda} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} a_{\chi m}(\mathbf{k}_{\perp}) \frac{d^2 k_{\perp}}{(2\pi)^2}$$

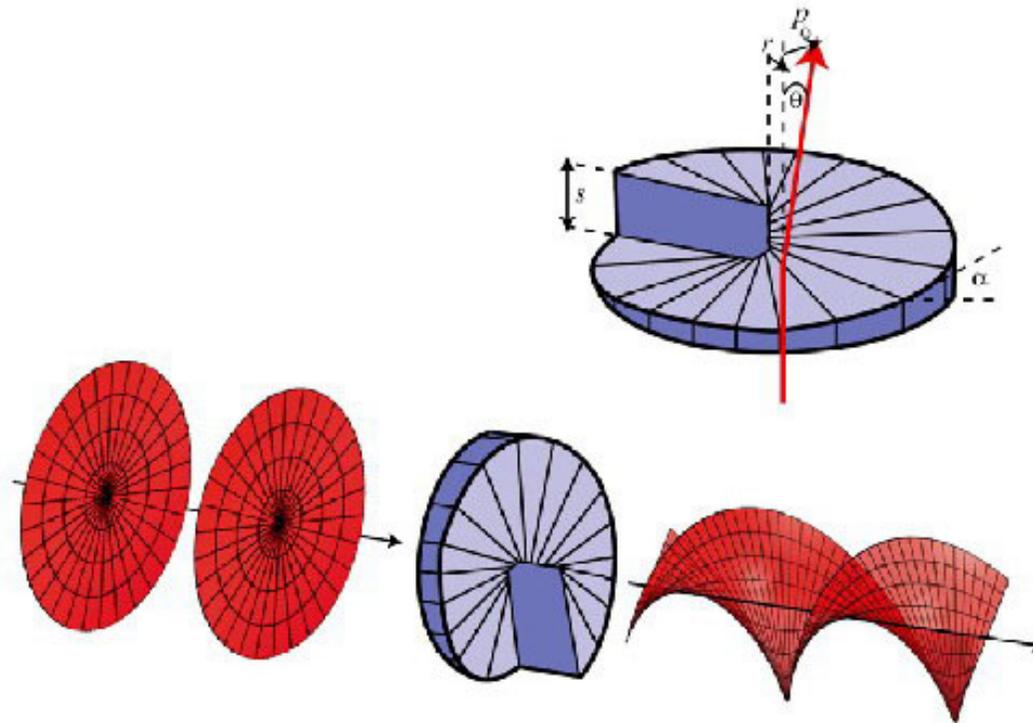


The vector potential  $A_{\varkappa m k_z \lambda}^{\mu}(x, y, z)$  of the twisted photon is presented as  $g(x, y) = |A_{\varkappa m k_z \lambda}^{\mu}(x, y, 0)|^2$ , which is a function of  $x$  and  $y$ . The parameters are  $\mu = 2$  ( $y$  component),  $m = 5$ ,  $\varkappa = 1$ ,  $k_z = \sqrt{24}$  and  $\lambda = 1$ . From U.D. Jentschura, V.G. Serbo. EPJ C 71 (2011) 1571

Волновой фронт таких состояний **вращается вокруг оси распространения**, а их вектор Пойнтинга выглядит как **а штопор** (см. **зеленую линию**):



Такие фотоны можно создать, например, из обычных лазерных фотонов используя **спиральную фазовую пластину**:



A spiral phase plate can generate a helically phased beam from a Gaussian. In this case  $\ell = 0 \rightarrow \ell = 2$ .

## Закрученные фотоны имеют множество применений

Обзор более ранних работ — см. книгу **“Twisted photons”**  
(Applications of light with orbital angular momentum)

ed. J.P. Torres and L. Torner (Wiley-VCH Weinheim, Germany 2011)

в которой обсуждаются такие применения как:

- [1.] **Micro-machines** — it was demonstrated that micron-sized Teflon and calcite “particles” start to rotate after absorbing twisted photons
- [2.] **Astrophysics** — the observation of orbital angular momentum of light scattered by rotating black holes could be very instructive
- [3.] **Rotating atoms with light** — rotating Bose-Einstein condensates
- [4.] **Spiral phase contrast microscopy**
- [5.] **Optical torques in liquid crystals**
- [6.] **Quantum information** — quantum features in high-dimensional Hilbert spaces

В последние годы наблюдается рост интереса к фундаментальным проблемам **взаимодействия закрученных фотонов с электронами, атомами и ядрами**: комптоновское рассеяние, фотовозбуждение и фотоионизация атомов и т. д.

См. недавний обзор: В.А. Князев, В.Г. Сербо **Пучки фотонов с ненулевой проекцией орбитального момента импульса: новые результаты** УФН 61 (5) (2018)

## Закрученные электроны

Их история начинается с 2010 г. Энергия закрученных электронов – до 300 кэВ, проекция орбитального момента импульса до  $m \sim 10^3$ .

См. недавний обзор [K.Y. Bliokh, I.P. Ivanov et al. \*Phys. Rep.\* \*\*690\*\* 1 \(2017\) arXiv:1703.06879](#)

Такие пучки закрученных электронов могут быть управляемы почти так же как обычные электронные пучки.

В частности, **замечательная фокусировка закрученного пучка электронов** до уровня

**меньше чем  $1.2 \cdot 10^{-8}$  см = 0.12 нм в диаметре**

была достигнута в работе

**“Atomic scale electron vortices for nanoresearch”**

Verbeeck, Schattschneider, Lazar, Stöger-Pollach, Löffler, Steiger-Thirsfeld, Van Tendeloo, Appl. Phys. Lett. **99**, 203109 (2011)

Ожидается, что когда эти электроны инжектируются в линейный ускоритель электронов, **их энергия может быть увеличена до нескольких МэВ и даже ГэВ.**

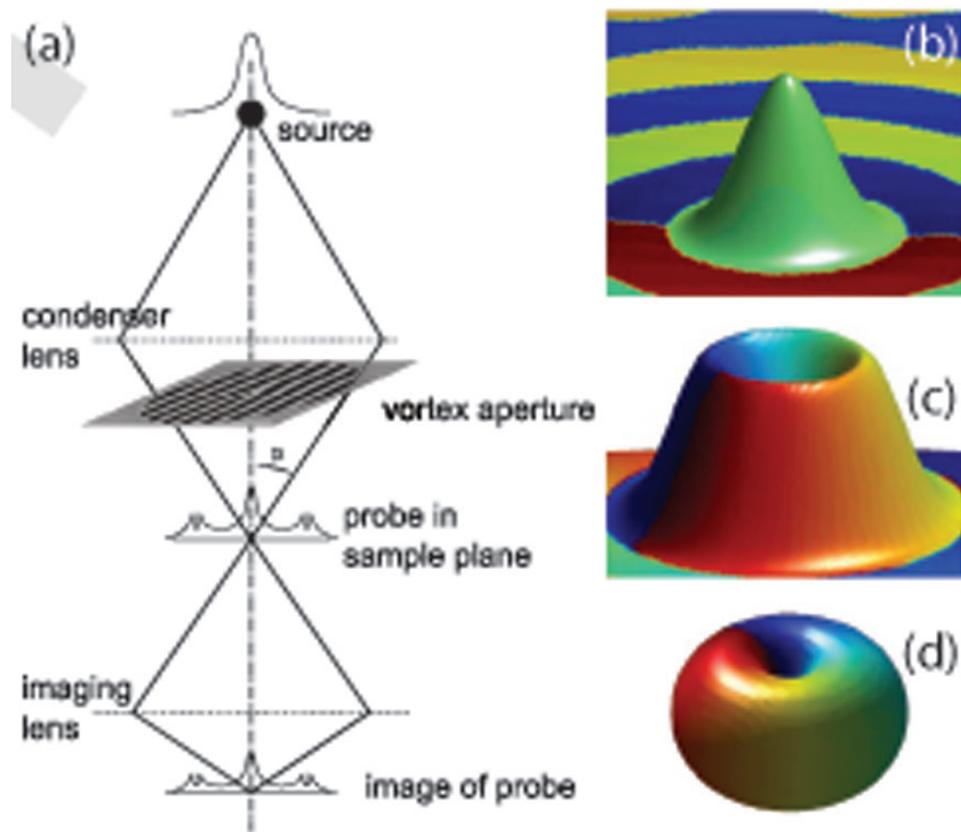


FIG. 1. (Color online) (a) Sketch of the setup to create focused vortex probes in a transmission electron microscope. The probe is formed in the sample plane and can be used to perform atomic resolution experiments in that plane. The probe is magnified for observation by the imaging system. The convergence angle  $\alpha$  can be adjusted which allows to tune the size of the vortex. (b), (c) Artist impression of the intensity distribution for a conventional airy disc and a vortex beam with the same opening angle. (d) Sketch of the surface of a  $2p_1$  orbital in nitrogen containing 80% of the electron density. The image is approximately to scale with (b), (c) for our experimental setting of  $\alpha = 21.4 \text{ mrad}$ . Color coding indicates the phase distribution from 0 (blue) to  $2\pi$  (red). Note the big similarity in both phase

## Закрученные нейтроны

**Закрученные холодные нейтроны** с энергией  $E = 11$  мэВ и длиной волны 0,27 нм была впервые получены в NIST

Clark CW et al. *Nature* 525 504 (2015)

и методы их получения получили дальнейшее развитие

D. Sarenac et al., *New J. Phys.* 20, 103012 (2018).

Первые расчёты процессов с такими нейтронами:

A.Afanasev, V.G.Serbo, M. Solyanik,

*J. of Phys. G* 45 № 5 (2018) 055102

A.V. Afanasev, D.V. Karlovets, V.G. Serbo. *Phys. Rev. C* 100 (2019)

051601(R)

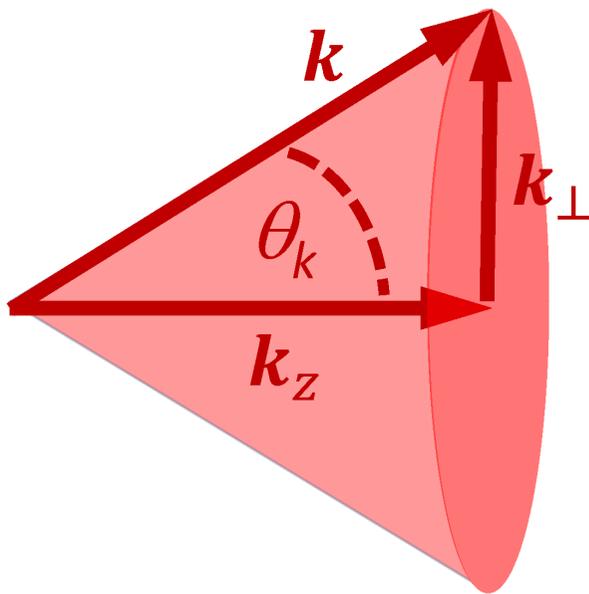
### 1.3. Несколько слов о теории

Теоретические расчёты процессов с закрученными частицами удобно проводить, стартуя от основных формул, дающих соотношения между  $S$ -матричными элементами этих процессов. Эти формулы включают **свёртку Фурье-амплитуды закрученного состояния с соответствующим стандартным (плосковолновым)  $S$ -матричным элементом**

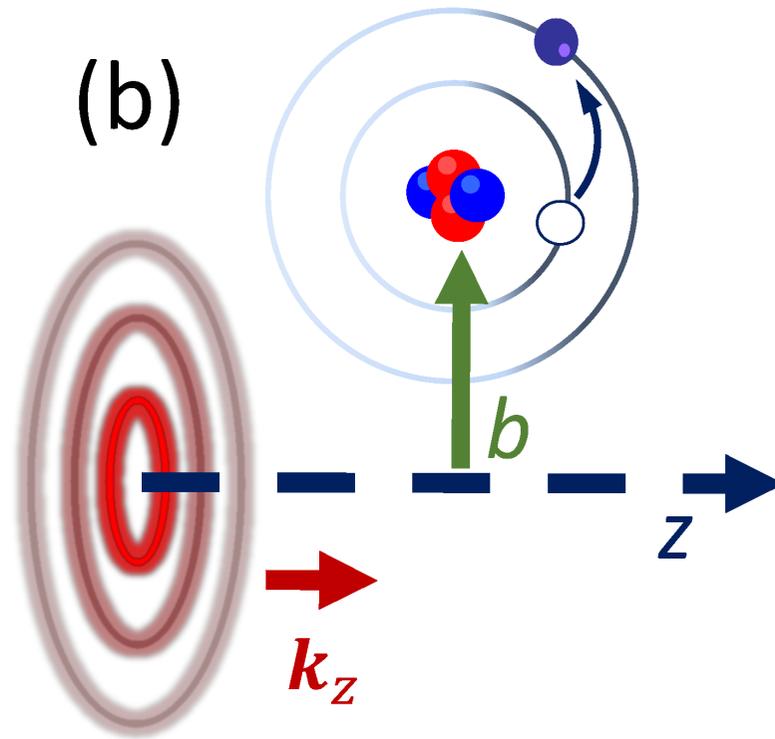
H. M. Scholz-Marggraf, S. Fritzsche, V. G. Serbo, A. Afanasev, A. Surzhykov. Phys. Rev. A 90 (2014) 013425

Кроме того, необходимо учитывать тот факт, что закрученные состояния имеют ось симметрии (обычно ось  $z$ ), а атом или ядро находится на некотором расстоянии (прицельный параметр)  $\mathbf{b} = (b_x, b_y, 0)$  от этой оси:

(a)



(b)



$$\mathcal{M}_{fi}^{(tw)}(m, \kappa, k_z, \mathbf{b}) = \int \mathcal{M}_{fi}^{(st)}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}_\perp \mathbf{b}} a_{\kappa m}(\mathbf{k}_\perp) \frac{d^2 k_\perp}{(2\pi)^2},$$

**В результате угловые распределения конечных частиц и их поляризация обычно существенно отличаются от стандартных плоско-волновых выражений.**

Это обеспечивает двойное использование процессов с закрученными частицами:

**Во-первых**, они могут использоваться для получения **дополнительной информации о фундаментальном взаимодействии** между вовлеченными частицами.

**Во-вторых**, эти процессы можно использовать для **диагностики самих пучков закрученных частиц**.

## 2. Процесс Швингера $n+Z \rightarrow n+Z$

### 2.1. Результаты Ю. Швингера (1948)

Начальный нейтрон – плоская волна  $w e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}}$ ;  
конечный нейтрон – плоская волна  $w' e^{i\mathbf{p}'\mathbf{r}}$ .

Введём также единичные векторы

$$\mathbf{n} = \mathbf{p}/p \text{ и } \mathbf{n}' = \mathbf{p}'/p$$

а также их сферические углы  $\theta, \varphi$  и  $\theta', \varphi'$ .

Амплитуда рассеяния

$$f_{\lambda\lambda'}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = w_{\lambda'}^{\dagger} (a + i\mathbf{B}\boldsymbol{\sigma}) w_{\lambda}, \quad \mathbf{B} = \beta \frac{\mathbf{n} \times \mathbf{n}'}{(\mathbf{n} - \mathbf{n}')^2},$$
$$\beta = \frac{\mu_n Z e^2}{m_p} = -Z \cdot 2.94 \cdot 10^{-16} \text{ см}, \quad (3)$$

где  $\boldsymbol{\sigma}$  матрицы Паули, описывающие спин нейтрона  $\hat{\mathbf{s}} = \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma}$ ,  $\mu_n = -1.91$  и  $m_p$  – масса протона.

Здесь  $a$  – ядерная амплитуда,  
а  $i\mathbf{B}\boldsymbol{\sigma}$  отвечает ЭМ-взаимодействию магнитного момента нейтрона с зарядом ядра.

Интерференция этих амплитуд в дифференциальном сечении позволяет провести важные измерения фазы ядерной амплитуды.

**Стандартное (Швингеровское)** сечение, просуммированное по спиновым состояниям конечных нейтронов таково

$$\frac{d\sigma^{(st)}(\mathbf{e}_z, \mathbf{n}', \zeta)}{d\Omega'} = |a|^2 + \frac{1}{4} [\beta \cot(\theta'/2)]^2 - \beta \zeta_{\perp} (\text{Im } a) \cot(\theta'/2) \sin(\varphi' - \varphi_{\zeta}). \quad (4)$$

(i) Интерференционное слагаемое имеет **азимутальную асимметрию и зависит от поперечной поляризации начального нейтрона**  $\zeta_{\perp} = \zeta_{\perp}(\cos \varphi_{\zeta}, \sin \varphi_{\zeta}, 0)$ , **НО НЕ** от продольной спиновой поляризации  $\zeta_z$  или спиральности  $\lambda$ .

(ii) Однако эта зависимость **исчезает после усреднения по азимутальным углам конечных нейтронов**.

(iii) **Для малых углов рассеяния**,  $\theta' \rightarrow 0$ , второе слагаемое в правой части имеет особенность  $(1/\theta')^2$ , а третье слагаемое имеет особенность  $1/\theta'$ .

## 2.2. Закрученные нейтроны. Макроскопическая мишень

Рассмотрим рассеяние на обычной тонкой фольге. Сечение рассеяния на такой **макроскопической мишени** может быть получено при усреднении по положениям ядер в мишени, которые приводит к некогерентной суперпозиции стандартных сечений (см. раздел В3 в V. Serbo, I. P. Ivanov, S. Fritzsche, D. Seipt, A. Surzhykov, Phys. Rev. A 92, 012705 (2015))

$$\frac{d\bar{\sigma}(\theta, \theta', \varphi', \zeta)}{d\Omega'} = \frac{1}{\cos \theta} \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma^{(st)}(\mathbf{p}, \mathbf{p}', \zeta)}{d\Omega'} \frac{d\varphi}{2\pi}. \quad (5)$$

После интегрирования по азимутальному углу **начального** нейтрона  $\varphi$ , мы получим

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\sigma}(\theta, \theta', \varphi', \zeta)}{d\Omega'} &= \frac{1}{\cos \theta} \left( |a|^2 + \beta^2 G(\theta, \theta') \right. \\ &\quad \left. - \beta (\operatorname{Im} a) \zeta_{\perp} g(\theta, \theta') \sin(\varphi' - \varphi_{\zeta}) \right), \\ G(\theta, \theta') &= \frac{1}{2|\cos \theta - \cos \theta'|} - \frac{1}{4}, \\ g(\theta, \theta') &= \begin{cases} \cot(\theta'/2) & \text{at } \theta' > \theta \\ -\tan(\theta'/2) & \text{at } \theta' < \theta \end{cases}. \end{aligned} \quad (6)$$

Это сечение по-прежнему не зависит от  $\zeta_z$ , но в отличие от сечения Швингера, оно имеет угловую особенность  $1/|\theta' - \theta|$  при  $\theta' \rightarrow \theta$ .

Этот сдвиг в сторону отличных от нуля углов рассеяния может быть полезен для экспериментального анализа малоуглового рассеяния. Действительно, благодаря этому свойству сингулярная область смещается от малых углов  $\theta' \rightarrow 0$ , которые трудны для измерений, к углам,  $\theta' \rightarrow \theta$ , которыми можно управлять с помощью конического угла  $\theta$  начальных нейтронов.

## Макроскопическая мишень. Суперпозиция двух беселевых состояний

$$\begin{aligned}\psi^{(2\text{tw})}(\mathbf{r}) &= c_1\psi_{\kappa m_1 p_z \lambda}(\mathbf{r}) + c_2\psi_{\kappa m_2 p_z \lambda}(\mathbf{r}), \\ c_n &= |c_n|e^{i\alpha_n}, \quad |c_1|^2 + |c_2|^2 = 1.\end{aligned}\quad (7)$$

В этом случае:

сечение зависит от разности проекций  $\Delta m = m_2 - m_1 \neq 0$  и фаз состояний  $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$ .

Кроме того, теперь сечение зависит не только от поперечной поляризации нейтрона  $\zeta_{\perp}$ , но и от **продольной** поляризации  $\zeta_z$ .

(i) Это приводит к **асимметрии продольной поляризации** порядка  $0,01 \operatorname{Im}(a)/|a|$  для углов рассеяния  $\theta' \sim \theta$ . **Для тепловых нейтронов и золотой мишени предсказанная асимметрия составляет несколько *ppm* – диапазон, который в настоящее время доступен для экспериментов.**

(ii) Это дифференциальное сечение, усреднённое по азимутальному углу конечного нейтрона **не зависит от продольной поляризации**, но всё ещё **зависит от поперечной поляризации**.

## 2.3. Закрученные нейтроны. Мезоскопическая мишень

Рассеяние на хорошо локализованных мишенях шириной  $\gtrsim 10 - 100$  нм

для нейтронных волновых пакетов с длиной волны  $0,1 - 100$  нм

и длиной поперечной когерентности  $\gtrsim 1$  нм – 10 мкм

**зависит от спиральности начального нейтрона и позволяет исследовать действительную часть ядерной амплитуды.**

### 3. Фотовозбуждение и фотоионизация атомов

Эти процессы детально обсуждаются в обзоре Князева и Сербо в УФН.

Приведём здесь лишь некоторые результаты, связанные с возбуждением водородоподобных атомов закрученными фотонами:

$$M_{m_f m_i}^{(tw)}(m_\gamma, \lambda, \mathbf{b}) \propto J_{m_\gamma + m_i - m_f}(\kappa b),$$

откуда следуют **правила отбора**

[A. Afanasev, C.E. Carlson, A. Mukherjee. Phys. Rev. A 88 (2013) 033841]

- для случая, когда атом расположен на оси  $z$ ,

$$m_f = m_i + m_\gamma, \quad l_f \geq |m_f|,$$

так как  $J_n(\kappa b) = \delta_{n0}$  при  $b = 0$ ;

- при  $b \neq 0$  не возникает ограничений для квантового числа  $m_f$ , т. е.

$$m_f - \text{любое}, \quad l_f \geq |m_f|.$$

В статье

Н. М. Scholz-Marggraf, S. Fritzsche, V. G. Serbo, A. Afanasev, A. Surzhykov. "Absorption of twisted light by hydrogenlike atoms". Phys. Rev. A 90 (2014) 013425

проведены подробные расчёты, выполненные для случая, когда **пучок закрученных фотонов сталкивается с широкими случайно расположенными атомами (так называемая макроскопическая мишень)**.

Расчёты, выполненные для  $1s \rightarrow 2p$  и  $2p \rightarrow 3d$  переходов, ясно указывают на то, что **населенность подуровней возбужденных атомов после поглощения закрученной фотонов сильно отличается от того, что ожидается в стандартном случае**. Этот эффект можно легко наблюдать экспериментально путем измерения линейной поляризации последующего флуоресцентного излучения.

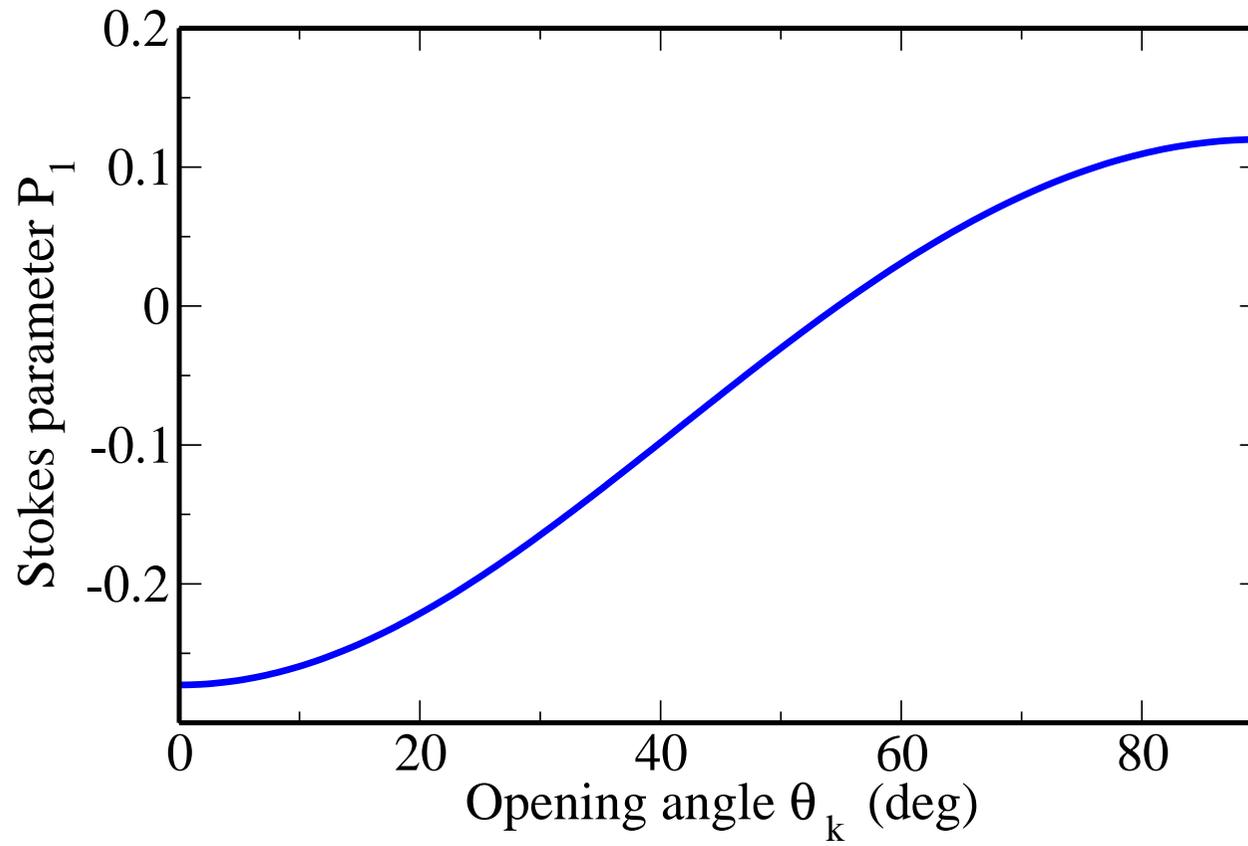
Рассмотрим излучение  $\alpha$ -Лаймана ( $2p \rightarrow 1s$ ) после образования возбужденного состояния  $2p$ .

**Линейная поляризация флуоресцентных фотонов, детектированных под прямым углом** по отношению к оси столкновений (оси  $z$ ), обычно характеризуется параметром Стокса

$$P_1 = \frac{I_{||} - I_{\perp}}{I_{||} + I_{\perp}},$$

где  $I_{||}$  или  $I_{\perp}$  – интенсивности света, линейно поляризованного параллельно или перпендикулярно к плоскости реакции.

Ниже показана поляризацию фотонов  **$\alpha$ -Лайман**, испускаемых после возбуждения  $1s \rightarrow 2p$  нейтрального атомы водорода закрученным светом.



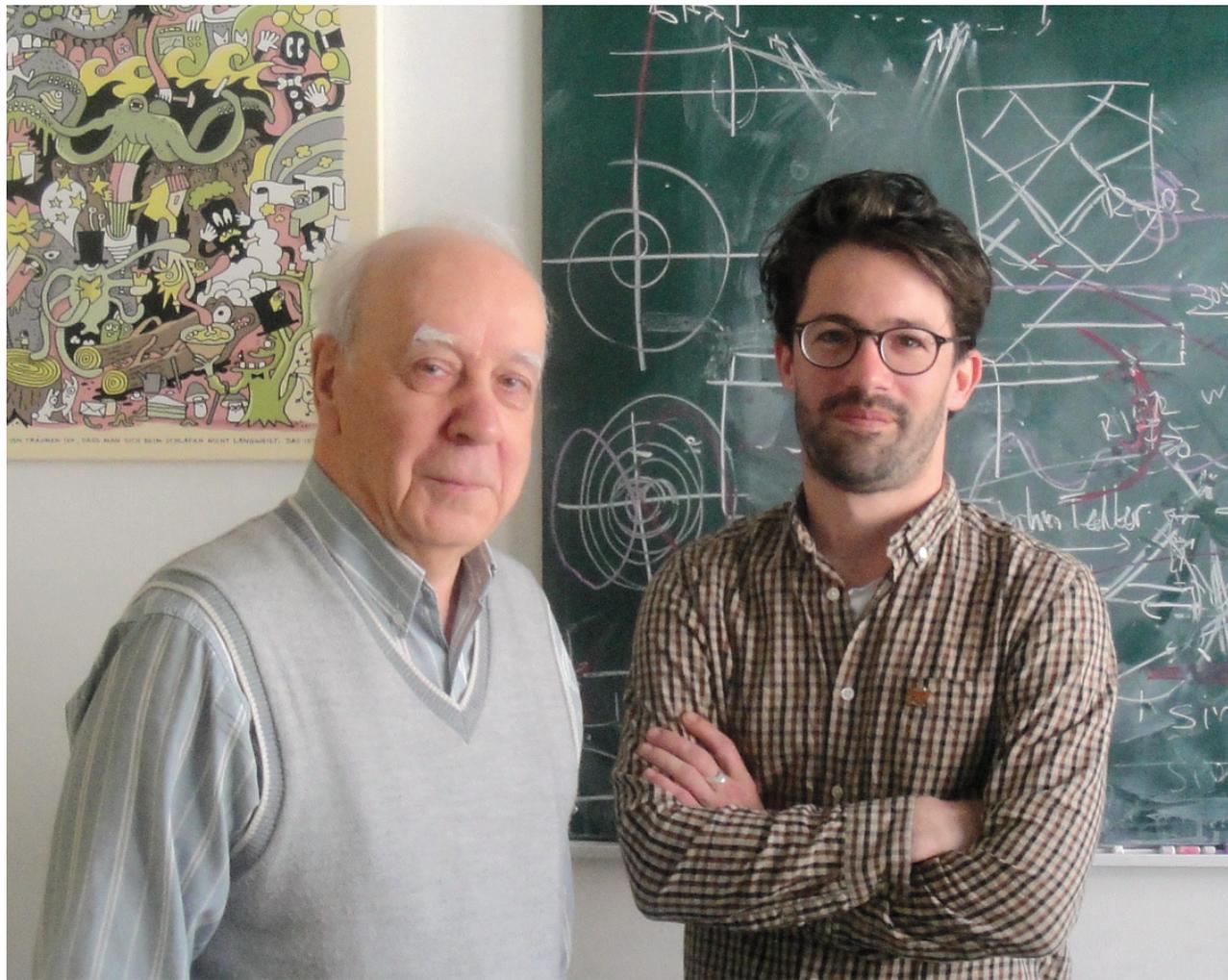
Из него видно, что при параксиальном режиме (когда  $\theta_k \lesssim 5^\circ$ ) параметр  $P_1(\theta_k) \approx -0.3$ , что соответствует значительной поляризации **перпендикулярной плоскости** реакции. С ростом угла  $\theta_k$  ситуация **качественно изменяется**, при  $\theta_k > 58^\circ$  параметр  $P_1(\theta_k)$  становится положительным, что соответствует излучению поляризованному преимущественно **в плоскости** реакции.

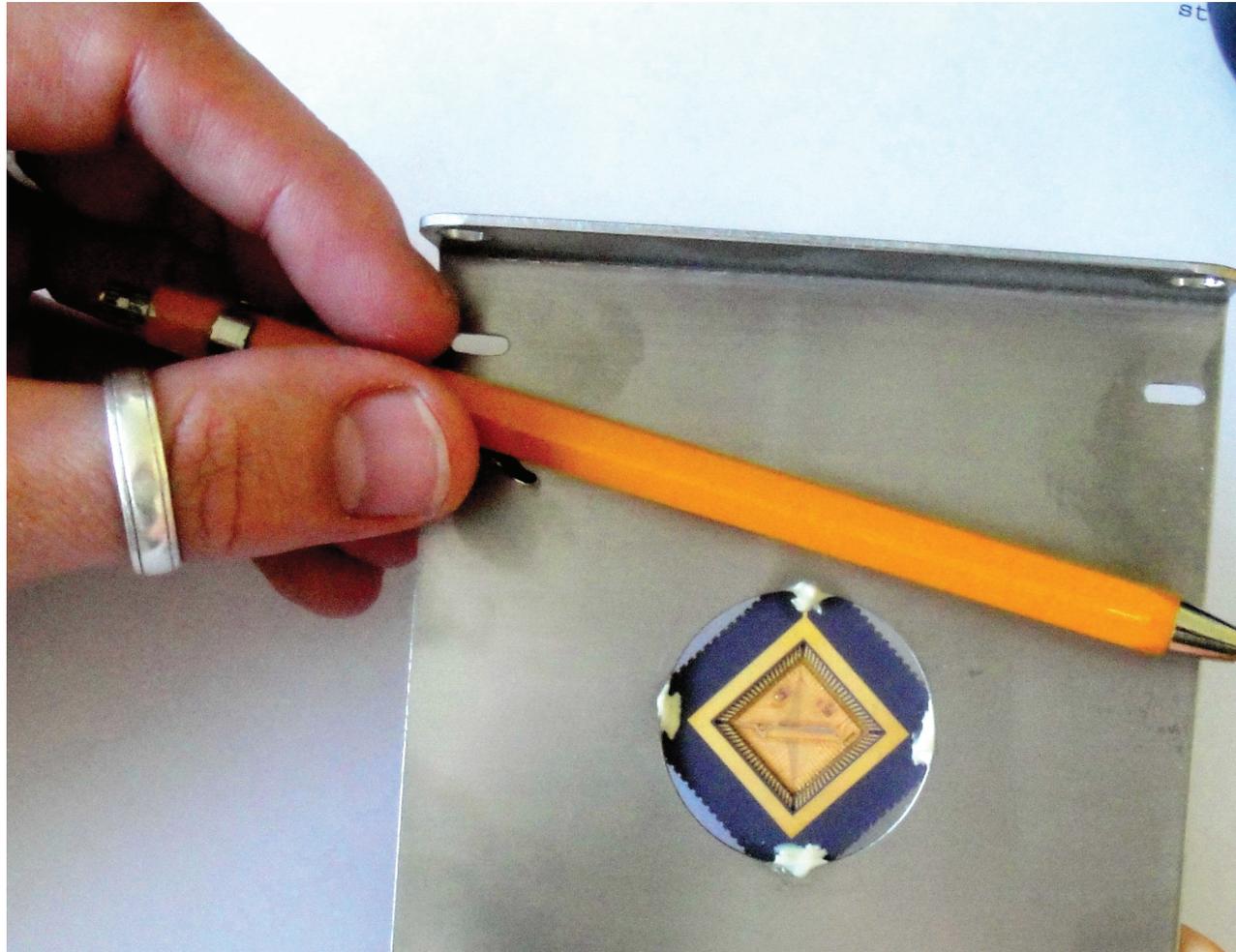
**Такое изменение поляризации флуоресцентного излучения в зависимости от конического угла  $\theta_k$  закрученного фотона может быть легко отслежено в эксперименте и потому может доставить ценную информацию о взаимодействии закрученного пучка с атомами.**

В настоящее время такие эксперименты проводятся в Майнце в группе Christian Schmiegelow:

**C.T. Schmiegelow et al. Nat. Commun. 7 12998 (2016)**

В этом эксперименте единственный ион  $^{40}\text{Ca}^+$ , захваченный в ионную ловушку, был локализован в центре бесселева пучка.





Ion trap (Mainz)

Эта группа наблюдала квадрупольные переходы, запрещённые для плоско-волновых фотонов.

**“We observe strongly modified selection rules showing that an atom can absorb two quanta of angular momentum from a single photon: one from the spin and another from the spatial structure of the beam.”**

Детальное сравнение экспериментальных данных нового эксперимента того же типа с теоретическими расчётами проведено в недавней работе

*Afanasev A et al. New J. Phys. 20 023032 (2018)*

Новые данные представлены **в зависимости от положения мишени из одного иона  $^{40}\text{Ca}^+$  по отношению к оси закрученного пучка.** Получено отличное согласие этих данных с соответствующими теоретическими расчётами.

## 4. Радиационная рекомбинация

Этот процесс детально рассмотрен в наших работах  
O. Matula, A.G. Hayrapetyan, V.G. Serbo, A. Surzhykov, S. Fritzsche.

“Radiative capture of twisted electrons by bare ions”.

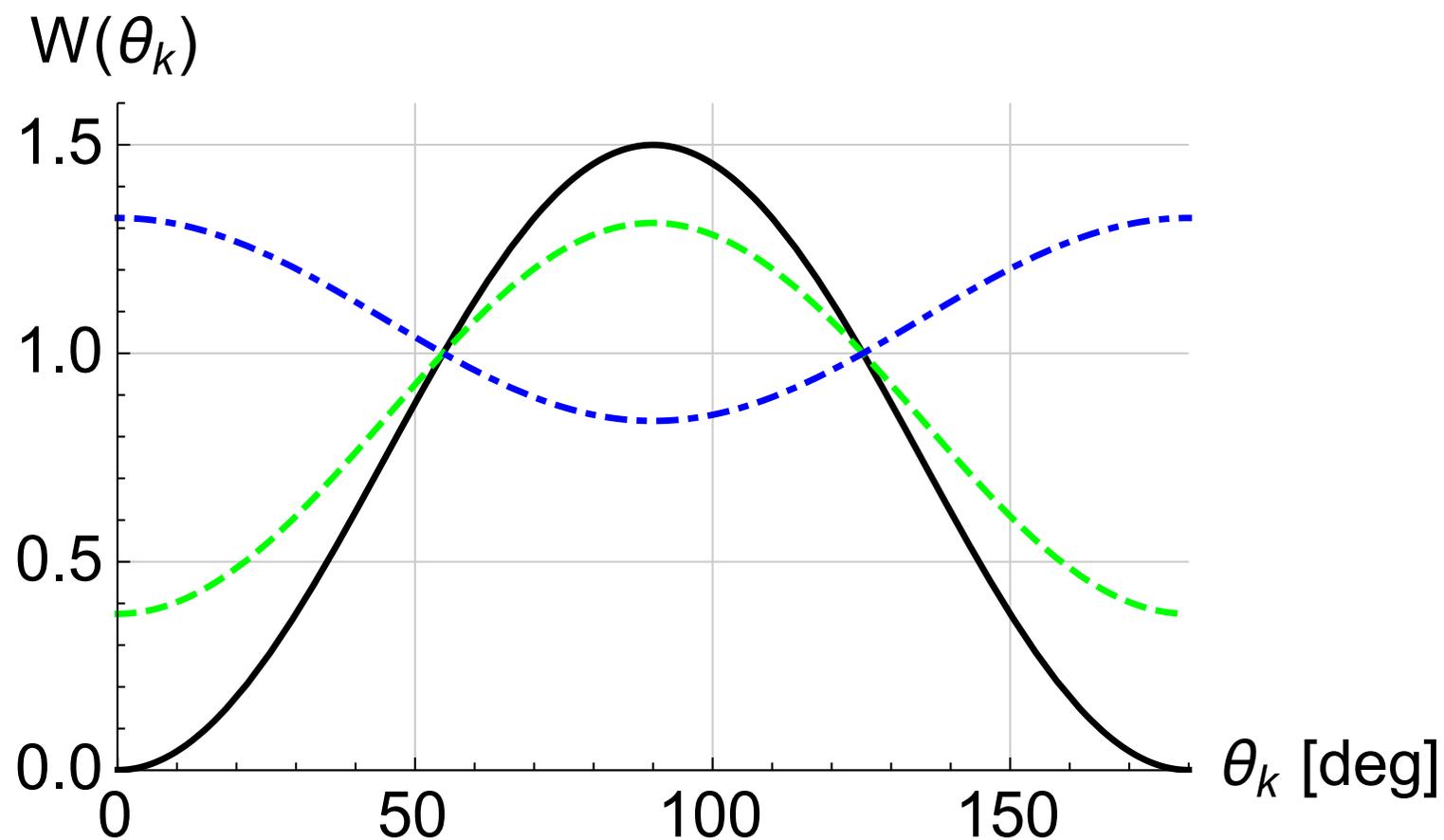
New J. of Physics 16 (2014) 053024

V.A. Zaytsev, V.G. Serbo, V.M. Shabaev.

“Radiative recombination of twisted electrons with bare nuclei: Going beyond the Born approximation”, Phys. Rev. A 95 (2017) 01270

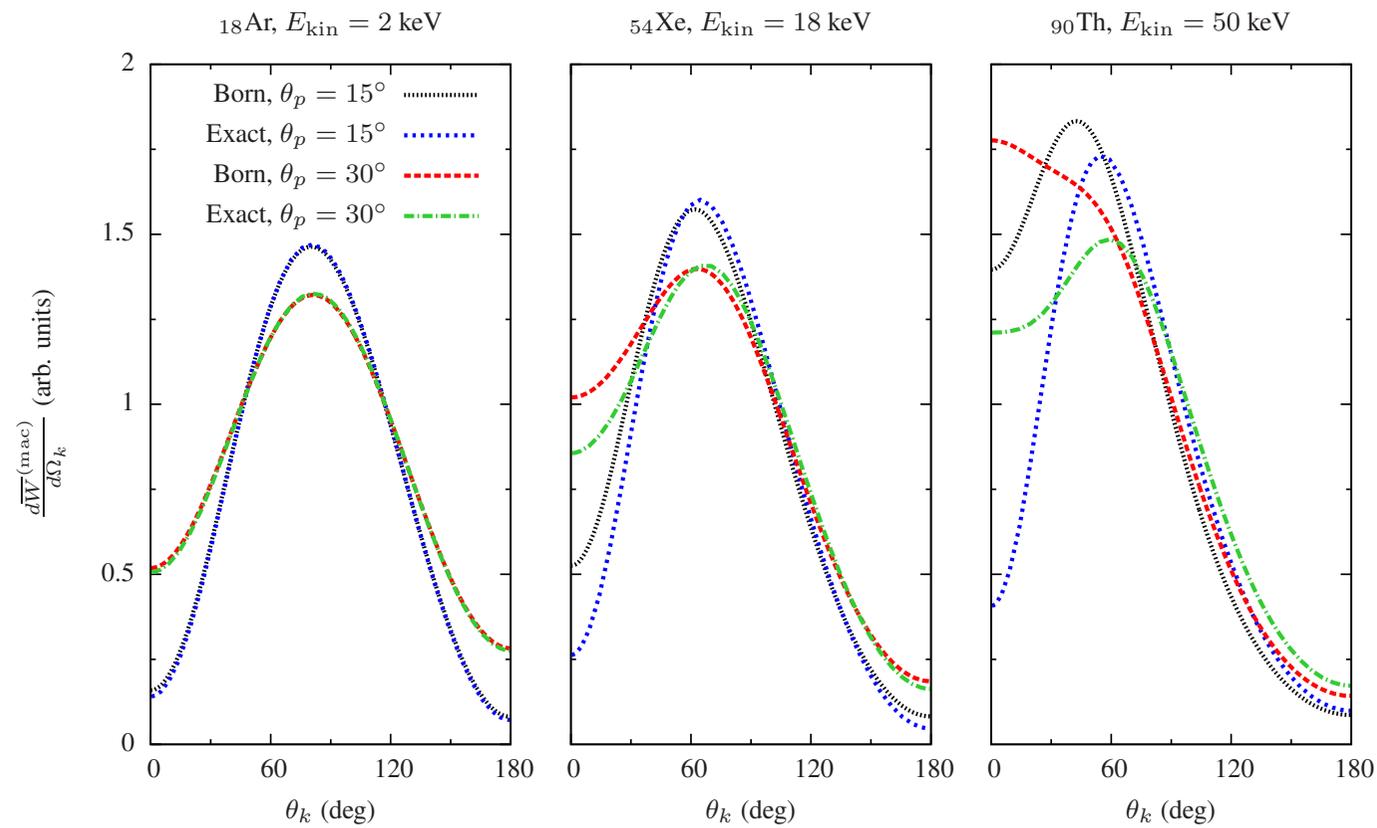
Несколько иллюстраций из этих работ.

Прежде всего, мы рассмотрели случай, когда закрученный электрон сталкивается с **хорошо локализованным атомом**. Используя эти результаты, мы рассчитали более реалистичный экспериментальный сценарий, в котором мишень является ансамблем множества атомов в виде ограниченной (**мезоскопической**) мишени или бесконечно широкой (**макроскопической**) мишени.



Нормализованное угловое распределение фотонов в борновском приближении (макроскопическая мишень):

$$\theta_p = 1^\circ, \theta_p = 30^\circ, \theta_p = 70^\circ$$



The same (exact calculations)

## 5. Излучение Вавилова-Черенкова

Излучение Вавилова-Черенкова было открыто в 1934 году и вскоре получило объяснение в работе Тамма и Франка в 1937 г.

Квантовый расчёт излучения В-Ч был дан В.Л. Гинзбургом в 1940 г.

V. L. Ginzburg "Quantum Theory of Radiation of Electron Uniformly Moving in Medium", Zh. Eksp. Teor. Fiz. **10**, 589 (1940).

В-Ч излучение может быть рассмотрено в КЭД как процесс распада электрона в прозрачной среде

$$e(p) \rightarrow e(p') + \gamma(k).$$

Свойства излучение В-Ч хорошо известны:

1) фотон излучается **по поверхности конуса** с полярным углом  $\theta_0$ , таким что  $\cos \theta_0 \approx \frac{1}{vn}$ , где  $n(\omega)$  – показатель преломления прозрачной среды, а  $v$  – скорость электрона.

2) излучение имеет линейную поляризацию **в плоскости рассеяния**;

3) если поляризация фотонов не детектируется, то их распределение обладает **азимутальной симметрией**.

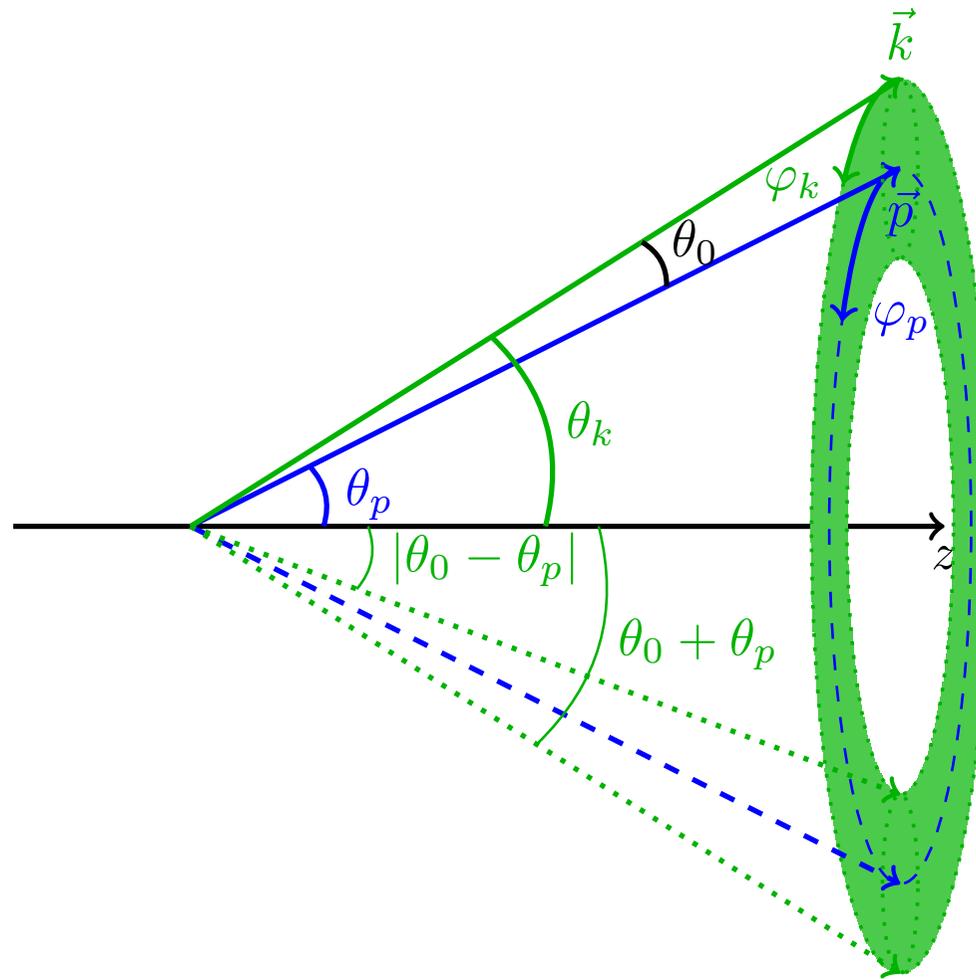
В работе

I.P. Ivanov<sup>1</sup>, V.G. Serbo, V.A. Zaytsev. Quantum calculation of the Vavilov-Cherenkov radiation by twisted electrons. *Phys. Rev. A* 93 (2016) 053825

мы детально рассмотрели излучение В-Ч, производимое **закрученным электроном с коническим углом**  $\theta_p$ .

В этом случае:

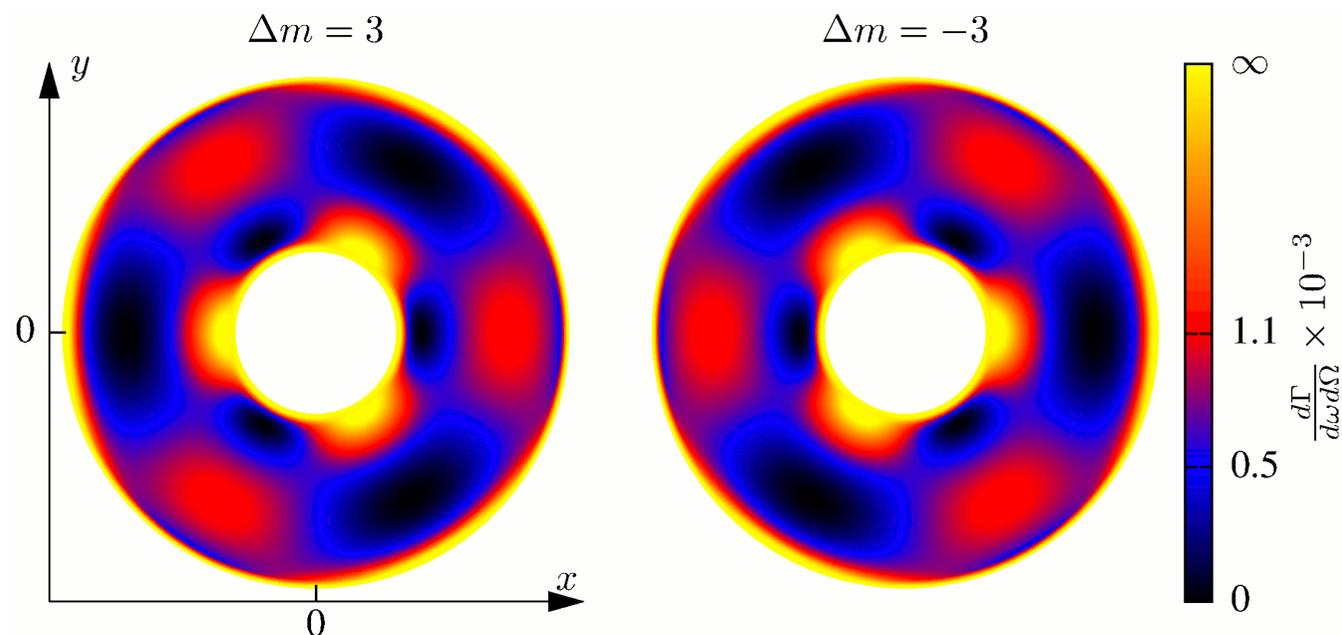
1) фотоны излучаются не по поверхности конуса, а **в интервале полярных углов** от  $|\theta_0 - \theta_p|$  до  $\theta_0 + \theta_p$  с сингулярными максимумами интенсивности на краях интервала;



Геометрия излучения В-Ч закрученным электроном

2) эти фотоны могут иметь линейную поляризацию **не только в плоскости рассеяния, но и ортогональную этой плоскости;**

3) кроме того, в излучении закрученным электроном возникает **азимутальная асимметрия даже для случая, когда поляризация фотонов не детектируется.** Эта асимметрия зависит от квантовых чисел закрученного электрона.



Спектрально-угловое распределение фотонов для  $\theta_p = \theta_0/2$ . Начальное состояние электрона – суперпозиция двух состояний с  $\Delta m = m_2 - m_1 = \pm 3$ .

**Эти свойства излучения могут оказаться полезными для диагностики закрученных электронов.**

## 6. Обратное комптоновское рассеяние

### 6.1. Стандартный случай

Рассмотрим так называемое **обратное комптоновское рассеяние** плосковолновых лазерных фотонов на ультрельативистских электронах:

$$\gamma(\omega) + e(E_e) \rightarrow \gamma(\omega') + e(E'_e).$$

Типичный пример:  $\omega \sim 1$  эВ,  $E_e \sim 500$  МэВ, при этом  $\gamma \sim 10^3$ .

В этом случае в **системе покоя электрона (СПЭ)** матричный элемент процесса имеет простой вид

$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{\alpha}{m_e} (\mathbf{e}'^* \mathbf{e}),$$

а угловое распределение конечных фотонов почти изотропное

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'} = \frac{\alpha^2}{2m_e^2} (1 + \cos^2 \theta').$$

В **коллайдерной системе (КС)** конечный фотон движется почти в том же направлении, что и начальный электрон с типичным углом рассеяния относительно направления начального электрона  $\sim 1/\gamma_e \ll 1$ . При этом энергия конечного фотона увеличивается во много раз

$$\omega' \approx (2\gamma)^2 \omega.$$

Полное сечение процесса близко к томсоновскому

$$\sigma_{\text{Th}} = \frac{8\pi}{3} \frac{\alpha^2}{m_e^2} = 6.7 \times 10^{-25} \text{ cm}^2.$$

Этот процесс является **хорошо известным, апробированным методом** получения фотонов высокой энергии. Он успешно используется в десятках лабораториях для различных приложений и исследований в фундаментальной физике.

**Например, в ИЯФ на установке РОКК-2М** таким образом получали фотоны **с энергией до 0.5 ГэВ** для опытом **с фото-ядерными процессами** и для экспериментов по нелинейной КЭД, включая опыты по **расщеплению фотона и по дельбрюковскому рассеянию**.

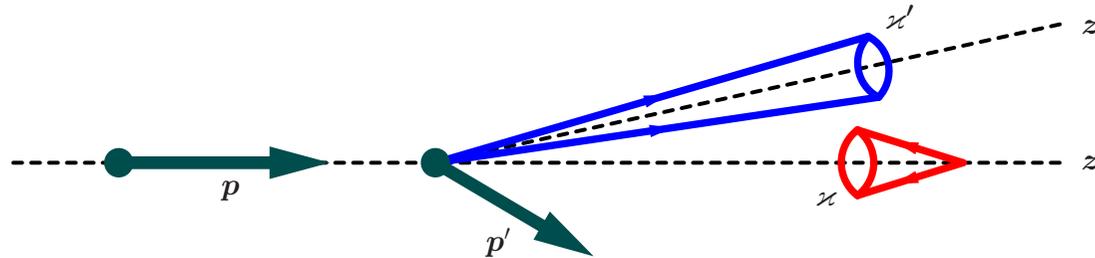
## 6.2. Комptonовское рассеяние с закрученными фотонами

Эта задача подробно рассмотрена в наших работах [6,7,8]

U.D. Jentschura, V.G. Serbo “Generation of High–Energy Photons with Large Orbital Angular Momentum by Compton Backscattering”. *Phys. Rev. Lett.* 106 (2011) 013001

U.D. Jentschura, V.G. Serbo “Compton Upconversion of Twisted Photons: Backscattering of Particles with Non-Planar Wave Functions”. *Eur. Phys. J. C* 71 (2011) 1571

I.P. Ivanov, V.G. Serbo “Scattering of twisted particles: extension to wave packets and orbital helicity”, *Phys. Rev. A* 84 (2011) 033804



Начальное (red) и конечное (blue) состояния закрученных фотонов для обратного комптоновского рассеяния.

Качественное рассмотрение для случая рассеяния строго назад:

$$|\mathbf{p}\lambda_e\rangle + |\varkappa m k_z \lambda\rangle \rightarrow |\mathbf{p}'\lambda'_e\rangle + |\varkappa' m' k'_z \lambda'\rangle, \text{ at } \mathbf{p}' \parallel \mathbf{p}.$$

Закон сохранения проекции полного момента импульса

$$J_z = \lambda_e - m = J'_z = \lambda' + m'$$

с учётом приближённого сохранения спиральности ультрарелятивистского электрона приводит к равенству  $m' = -m$ .

Детальное рассмотрение показывает, что при малых углах рассеяния распределение по конечным проекциям  $m'$  **концентрируется вблизи значения  $(-m)$** .

**Таким образом, в этом процессе  
закрученность конечного фотона  
оказывается близка  
к закрученности начального фотона**

## 7. Резонансное рассеяние фотонов на атомах (проект “Гамма Фабрика на БАК”)

Это очень интересный проект - см. [D. Budker et al., Ann. Phys. \(Berlin\) 2000204 \(2020\)](#)

“The Gamma Factory (GF) is an ambitious proposal, currently explored within the [CERN Physics Beyond Colliders program](#). The proposal aims at developing a source of narrow-band photons **with energies up to 400 MeV, with photon fluxes up to  $10^{17}$  photons per second**, exceeding those of the currently available ray sources by many orders of magnitude.

The GF is based on circulating partially stripped ions (PSI), i.e., nuclei with a few bound electrons rather than bare nuclei, in a high-energy storage ring.

The main idea of the GF is to send light from a laser beam head-on to a PSI beam with a high relativistic factor  $\gamma$ . **In the ion frame, the energy of the incident photons is boosted by a factor of  $2\gamma$ , enabling spectroscopy of the ions with the use of the primary-photon beams.**

The PSI excited with the primary beam emit secondary photons, which, upon transformation to the laboratory frame, are predominantly emitted in the direction of propagation of the PSI. **Their energy in the laboratory frame is boosted by another factor of  $2\gamma$ , and can be tuned by changing  $\gamma$  and the energy of the of the laser photons. Tunable, high-energy secondary photon beams from the GF can be used in a variety of experiments."**

Приведем некоторые числа для типичных ионов, обсуждаемых в работе [D. Budker et al.]. Для определённости рассмотрим водородоподобный ион, состоящий из ядра с зарядом  $Z$  и электрона в основном состоянии. В СПА для возбуждения перехода  $1s \rightarrow 2p$  используется фотон с энергией, близкой к энергии перехода

$$\omega_{\nu i} = E_2 - E_1 \approx \frac{3}{8} m_e (Z\alpha)^2.$$

	$\gamma$	$\omega_{\nu i}$ [keV]	$\omega$ [eV]	$\omega'_{\max}$ [MeV]
Ar <sup>17+</sup>	2940	3.3	0.56	19
Xe <sup>53+</sup>	2800	30	5.3	170
Pb <sup>81+</sup>	2690	69	13	370

В работе

V.G. Serbo and A. Surzhykov. Resonant scattering of twisted photons at the Gamma Factory (LHC). In preparation

мы рассматриваем **резонансное упругое рассеяние лазерных фотонов на ультрарелятивистских частично ионизированных атомах** и находим матричный элемент процесса, включая случай тяжелых ионов, и его нерелятивистский предел.

Мы используем эти результаты для получения углового распределения и поляризации конечных фотонов в случае, когда **лазерные фотоны закручены**.

Мы выяснили, что этот случай **тесно связан с комптоновским обратным рассеяние закрученных фотонов**, так как

$$M_{fi}^{\text{reson}} = R(\omega) (\mathbf{e}'^* \mathbf{e}).$$

Существенная разница: резонансное рассеяние имеет сечение на **семь-девять порядков больше**, чем сечение комптоновского рассеяния.

Это позволяет утверждать, что закрученные лазерные фотоны **передают свою закрученность конечным рассеянными фотонам** с энергиями до 400 МэВ при определённых условиях.

## 8. Заключение

Главная цель моего доклада — продемонстрировать,  
что **ЗАКРУЧЕННЫЕ ФОТОНЫ,**  
**ЭЛЕКТРОНЫ И НЕЙТРОНЫ**  
могут быть реально использованы как  
**НОВЫЕ ИНСТРУМЕНТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ**  
в физике атомов, ядер и элементарных частиц

**Закрученные частицы дают  
нам новую степень свободы  
ОРБИТАЛЬНЫЙ МОМЕНТ  
ИМПУЛЬСА**

**и потому могут доставить ценную  
дополнительную информацию  
о фундаментальных  
взаимодействиях фотонов,  
электронов и нейтронов с  
веществом**

**Спасибо за внимание!**

