

Квантовые свойства частиц

Строение материи

Вселенная

Галактики

Звезды

Планеты

Вещество

Молекулы

Атомы

Атомные ядра – электрон

Протон, нейтрон

Частицы (π , K , Λ , Σ ...)

Кварки, лептоны

Переносчики взаимодействий (γ , g , W^\pm , Z)

История квантования

450 г. до н.э. Демокрит. Атом

1811 г. А. Авогадро

При одинаковых давлениях и температурах в равных объемах любых идеальных газов содержится одинаковое число молекул.

$$P_1V_1 = N_1kT_1 = P_2V_2 = N_2kT_2$$

$$N_1 = N_2$$

1833 г. М. Фарадей

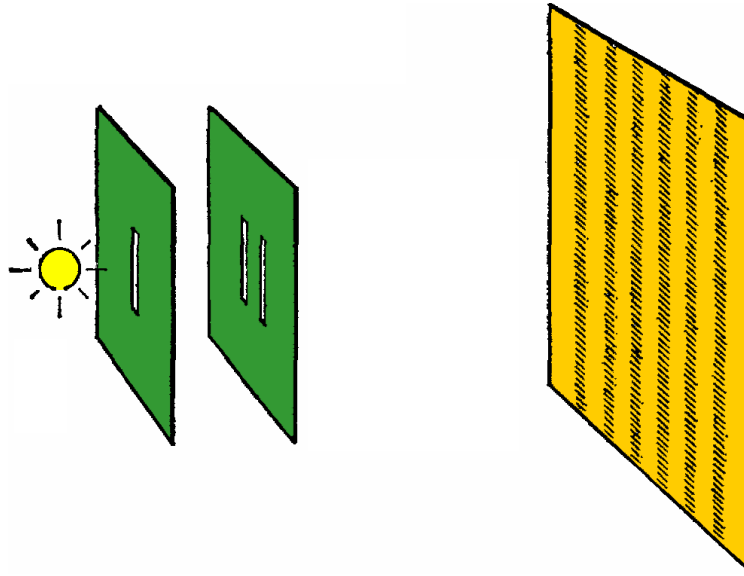
Количество веществ, превращаемых в реакциях электролиза пропорционально количеству прошедшего через гальваническую цепь электричества и химическим эквивалентам (отношение молярной массы к количеству электронов, участвующих в реакциях молекул) каждого вещества.

Характеристики протона, нейтрона и электрона

Характеристика	Протон	Нейтрон	Электрон
Масса mc^2 , МэВ	938.272	939.565	0.511
Электрический заряд (в единицах элементарного заряда)	+1	0	-1
Спин	1/2	1/2	1/2
Изоспин	1/2	1/2	
Проекция изоспина	+1/2	-1/2	
Чётность	+1	+1	
Статистика	Ферми-Дирака		
Магнитный момент (для нуклонов - в ядерных магнетонах, для электрона - в магнетонах Бора)	+2.79	-1.91	+1.001
Время жизни	$> 10^{32}$ лет	885.7 ± 0.8 с	$> 4.6 \cdot 10^{26}$ лет
Тип распада		$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$	

Свет. Волна? Частица?

1801 г. Т. Юнг. Волновая теория света

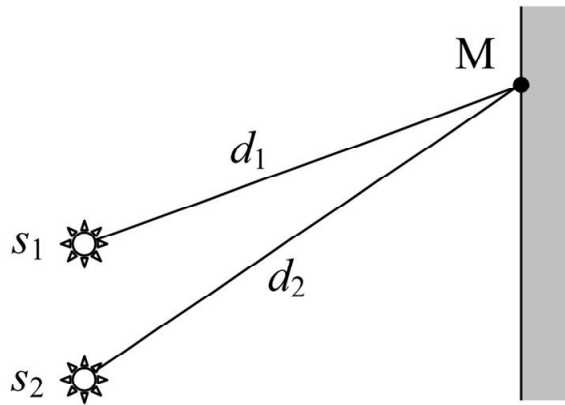


В опыте Юнга свет от источника падал на непрозрачный экран с двумя близко расположенными щелями. Оказалось, что изображение на экране состоит из нескольких интерференционных полос, что наглядно демонстрируют волновую природу света. Интерференционная картина явно зависит от двух щелей порождающих две волны, которые накладываются друг на друга. Если закрыть одну из щелей интерференционная картина исчезнет.

В то же время, если заменить экран детектором, способным к регистрации отдельных частиц (например, фотопластинкой), то обнаружится, что свет, вызывающий почернение фотозульсии в определённом месте, состоит из отдельных частиц – фотонов.

В этом проявилась волновая и корпускулярная природа света.

Интерференция волн



$$s_1 = a \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d_1}{\lambda} \right)$$

$$s_2 = a \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d_2}{\lambda} \right) - \varphi \right]$$

$$s = s_1 + s_2 = 2a \cos \left(\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda} + \frac{\varphi}{2} \right) \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d_2 + d_1}{\lambda} \right) - \frac{\varphi}{2} \right]$$

Амплитуда A

$$A = 2a \cos \left(\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda} + \frac{\varphi}{2} \right)$$

Интенсивность A^2

$$A^2 = 4a^2 \cos^2 \left(\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda} + \frac{\varphi}{2} \right)$$

при $\varphi = 0$ разность фаз ψ возникает из-за разности хода лучей,

$$\psi = 2\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda} = 2\pi m, \quad m \text{ — целое число}$$

$$A^2 = 4a^2 \cos^2 \left(\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda} \right) = 4a^2 \cos^2 m\pi$$

Излучение черного тела

1879 г. И. Стефан, Л. Больцман вывели эмпирическое соотношение
Закон Стефана–Больцмана

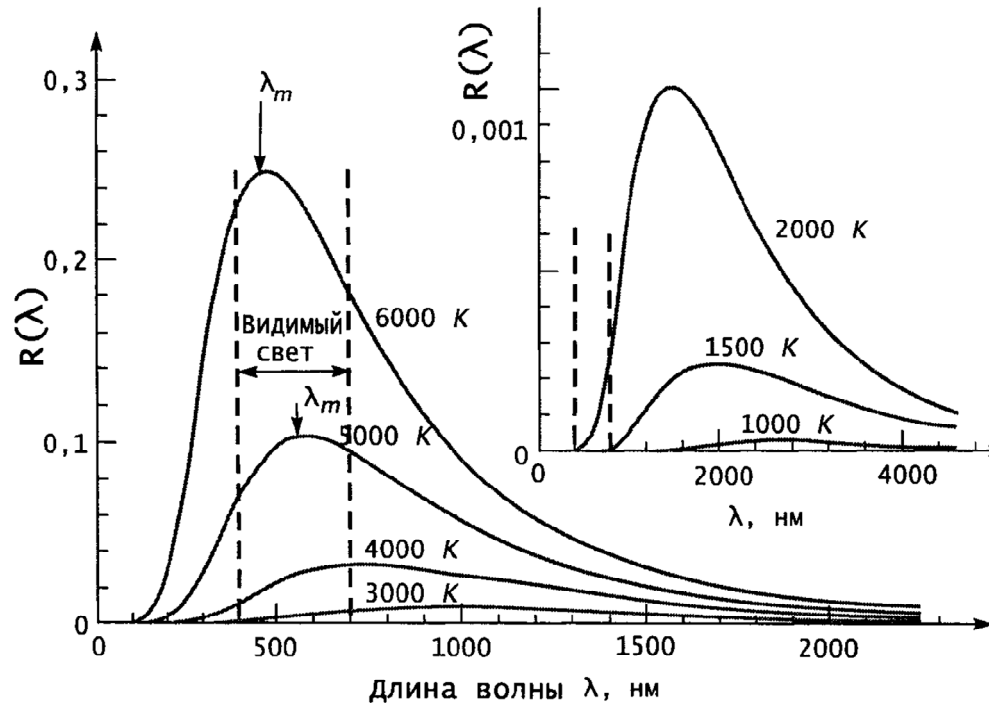
$$R = \sigma T^4$$

R — мощность излучения с единицы поверхности,

T — абсолютная температура,

$\sigma = 5,6705 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$ — постоянная Стефана–Больцмана.

Спектральное распределение излучения



1893 г. Закон смещения Вина

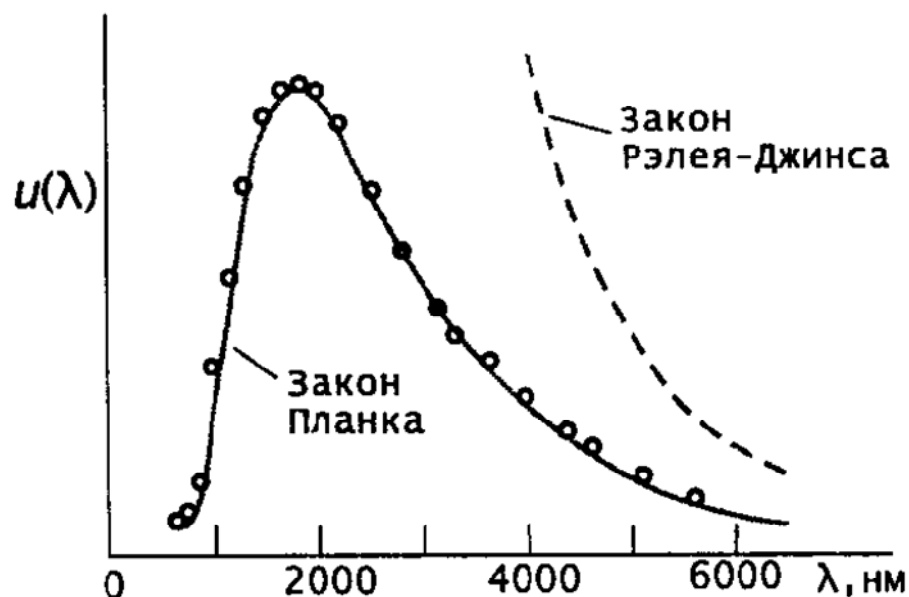
$$\lambda_m T = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$$

Закон излучения Рэля-Джинса

Зависимость плотности энергии $u(T, \lambda)$ от длины волны излучения λ в классической физике описывается законом Рэля–Джинса.

$$u(T, \lambda) = kT \cdot n(\lambda) = 8\pi kT \lambda^{-4}$$

$$n(\lambda) = 8\pi \lambda^{-4}$$

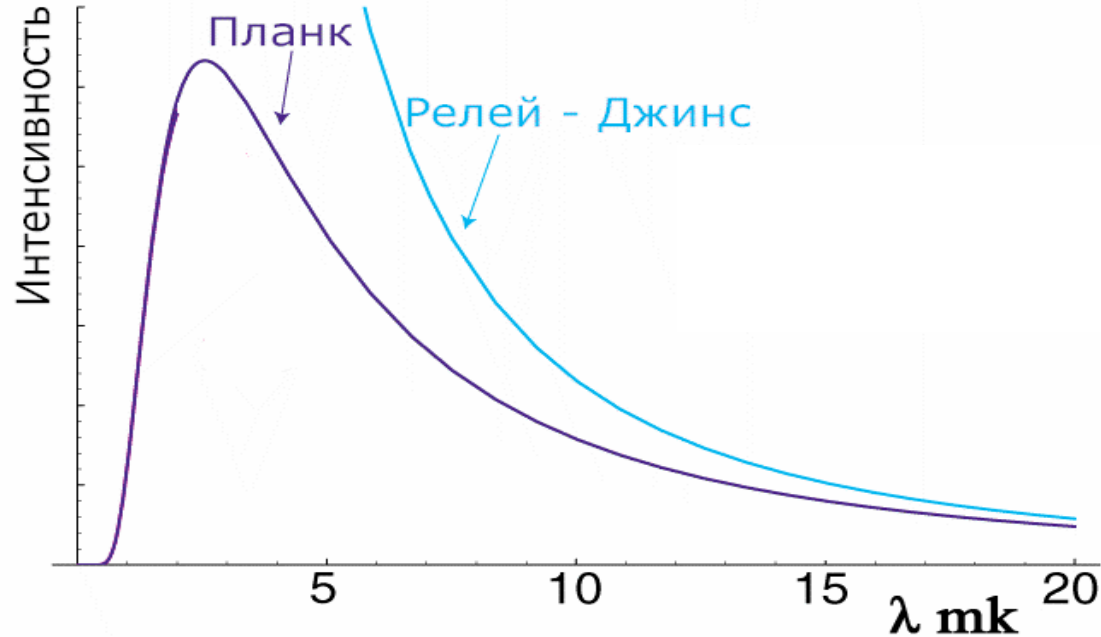


Расхождение между экспериментальной зависимостью $u(T, \lambda)$ и описанием в классической физике коротковолновой части спектра получило название ультрафиолетовой катастрофы.

1900 г. М. Планк. Излучение черного тела

Распределение плотности энергии излучения в полости

$$U(T, \nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}, \quad U(T, \lambda) = \frac{8\pi h c \lambda^{-5}}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}$$



$$\hbar = \frac{h}{2\pi}$$

$$\hbar = 6.58 \cdot 10^{-22} \text{ МэВ} \cdot \text{с}$$

Нобелевская премия по физике

1918 г. – М. Планк.

За открытие кванта энергии

Излучение черного тела

Классическая статистика оказалась не в состоянии описать спектр равновесного излучения в полости. Если рассматривать тепловое излучение как совокупность плоских волн, то плотность энергии излучения описывается формулой Рэля-Джинса. При малых энергиях излучения формула хорошо согласуется с экспериментом. Однако при высоких частотах плотность энергии $u(T, \nu) \rightarrow \infty$. Это происходит потому, что при $\nu \rightarrow \infty$ число собственных колебаний также стремится к бесконечности, а на каждое из них приходится энергия $E = kT$.

Если излучение происходит отдельными квантами $h\nu$, то энергия электромагнитной волны с частотой ω (собственные колебания электромагнитного поля в полости на данной частоте) не может быть произвольной как считается в классической физике, а должна принимать значения

$$E = nh\nu, \quad n = 1, 2, \dots$$

Средняя энергия $\bar{\varepsilon}$, приходящаяся на одно собственное колебание системы в случае теплового равновесия, если энергия имеет дискретный спектр, не равна kT .

В случае дискретных значений энергии для возбуждения колебаний с частотой ν осциллятору должна быть сообщена энергия $h\nu$.

При $\nu \rightarrow \infty$ она становится бесконечно большой, поэтому при конечном значении температуры колебания такой частоты возникнуть не могут.

При $h \rightarrow 0$ распределение Планка переходит в классическую формулу Рэля – Джинса.

Формула Планка → закон Рэлея-Джинса

$$u(\lambda, T) = \frac{8\pi h c \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T}\right) - 1}$$

При больших λ $x = \frac{hc}{\lambda k T} \ll 1$

$$e^x = 1 + x + \dots$$

$$e^{\frac{hc}{\lambda k T}} - 1 \approx \frac{hc}{\lambda k T}$$

$$u(\lambda, T) \rightarrow 8\pi k T \lambda^{-4}$$

совпадает с законом Рэлея–Джинса

Формула Планка → закон Стефана-Больцмана

Полная плотность энергии $u(T)$

$$u(T) = \int u(\lambda, T) d\lambda = \int \frac{8\pi hc \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} d\lambda$$

$$x = \frac{hc}{\lambda kT}, \quad dx = -\frac{hcd\lambda}{\lambda^2 kT}, \quad d\lambda = -\frac{\lambda^2 kT}{hc} dx$$

$$u = -\int \frac{8\pi hc \lambda^{-3}}{e^x - 1} \left(\frac{kT}{hc}\right) dx = 8\pi hc \left(\frac{kT}{hc}\right)^4 \int \frac{x^3 dx}{e^x - 1}$$

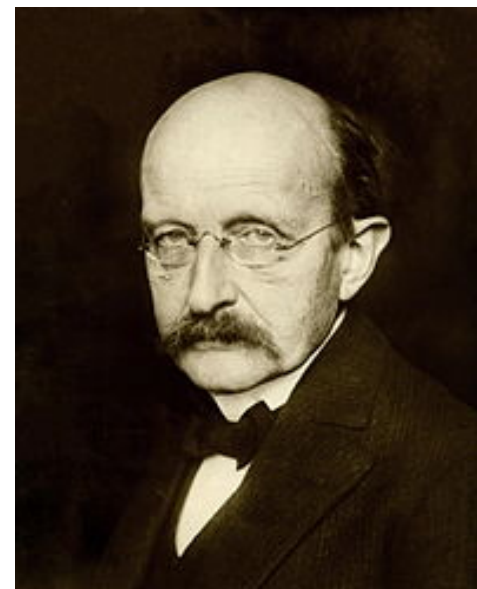
$$\int \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi}{15}$$

$$u(T) = \frac{8\pi^4 k^5}{15h^3 c^3} T^4$$

совпадает с законом Стефана-Больцмана

М. Планк

«Все это делалось от безысходности, поскольку по своей натуре я человек миролюбивый и не склонен пускаться в сомнительные авантюры».



М. Планк
1858 – 1947

Нобелевская премия по физике

1918 г. – М. Планк.

За вклад в развитие физики открытием кванта энергии

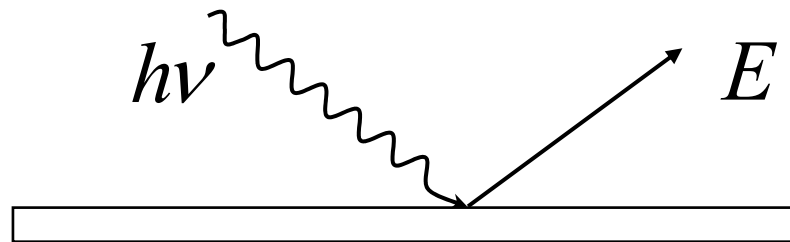
Фотоэффект

1887 г. Г. Герц, А. Столетов.

1905 г. А. Эйнштейн.

$$E = h\nu - W$$

W - работа выхода электронов



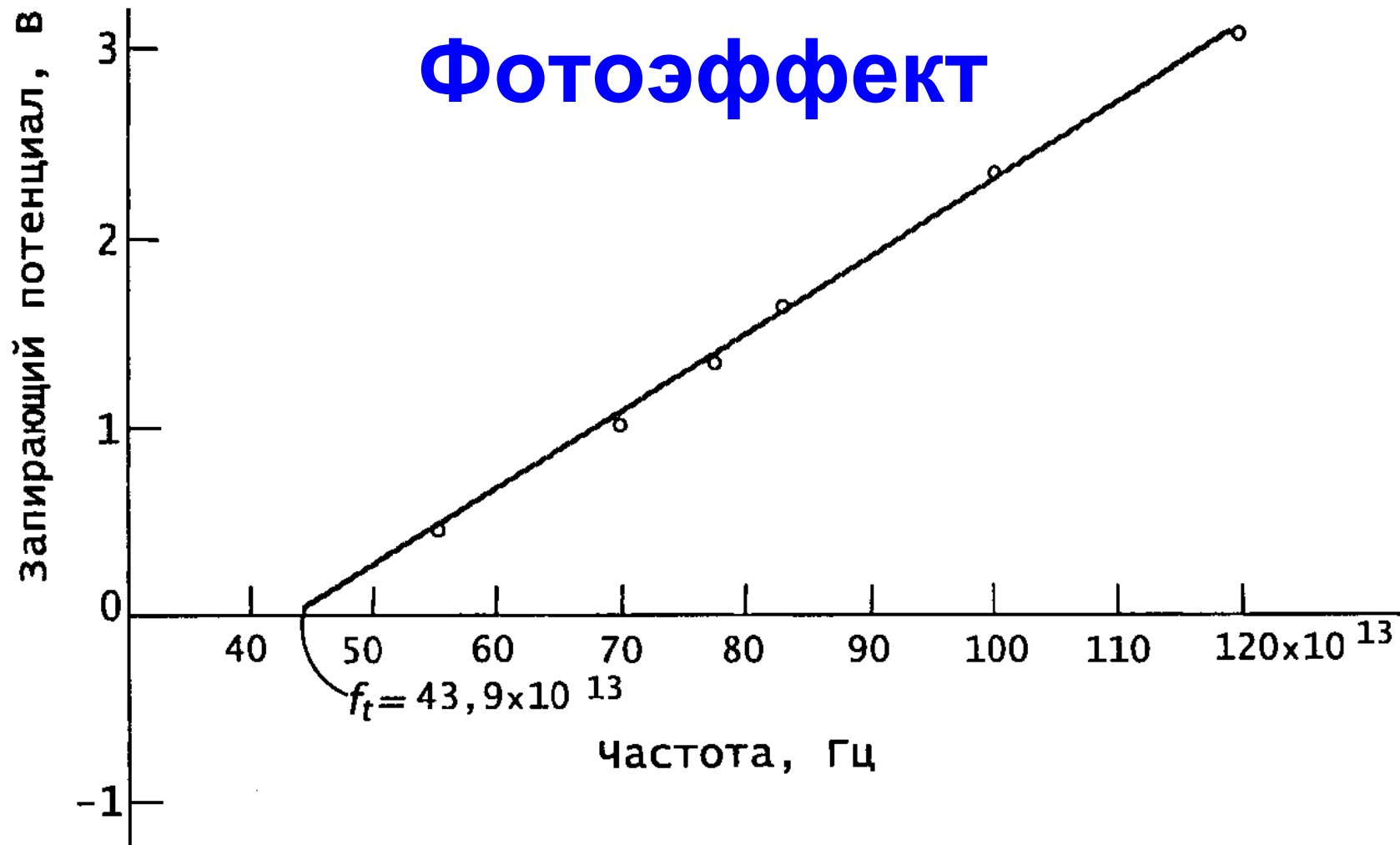
- Число высвобождаемых электронов прямо пропорционально интенсивности падающего света.
- Максимальная кинетическая энергия электронов E зависит от частоты ν и не зависит от интенсивности падающего света.
- Энергия электронов E является линейной функцией частоты падающего света ν .
- Существует граничная частота света ν_0 , ниже которой фотоэффект невозможен.

Нобелевская премия по физике

1921 г. – А. Эйнштейн.

За вклад в теоретическую физику и в особенности за открытие закона фотоэлектрического эффекта

Фотоэффект



Полученные Милликеном данные о зависимости запирающего потенциала от частоты для фотоэлектрического эффекта. Экспериментальные точки укладываются на прямую с наклоном h/e в соответствии с предсказанием Эйнштейна, которое он сделал за десять лет до проведения этого эксперимента. Прямая пересекает ось запирающего потенциала в точке $-\phi/e$. [R. A. Millikan, *Physical Review*, 7, 362 (1915).]

Почему свободный электрон не может поглотить фотон?

Свободный электрон не может поглотить (или испустить) фотон, т.к. при этом не будут одновременно выполняться законы сохранения энергии и импульса. Используем равноправие всех инерциальных систем координат. Запишем законы сохранения энергии и импульса в системе координат, в которой электрон покоится после поглощения фотона.

Закон сохранения импульса

$$\vec{p} = -\vec{k}$$

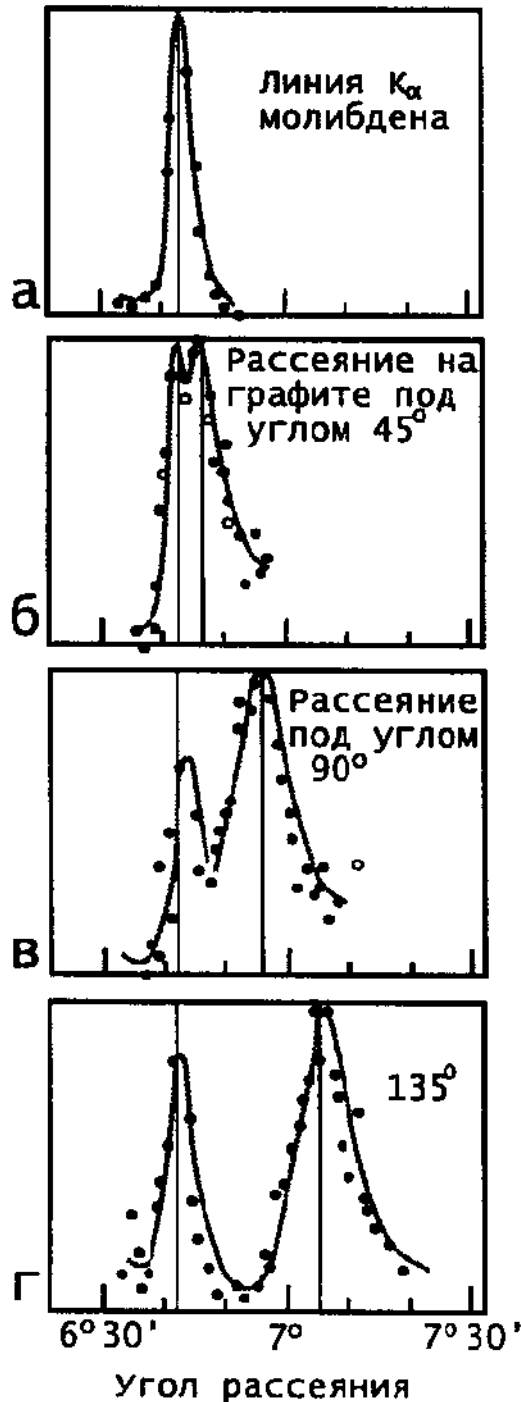
В этой системе координат импульс электрона \vec{p} равен по абсолютной величине и противоположен по направлению импульсу фотона \vec{k} .

Закон сохранения энергии

$$\sqrt{c^2 p^2 + m^2 c^4} + |k|c = mc^2 \quad (*)$$

Равенство (*) выполняется только в случае $\vec{p} = \vec{k} = 0$, т.е. при отсутствии фотона.

Эффект Комптона

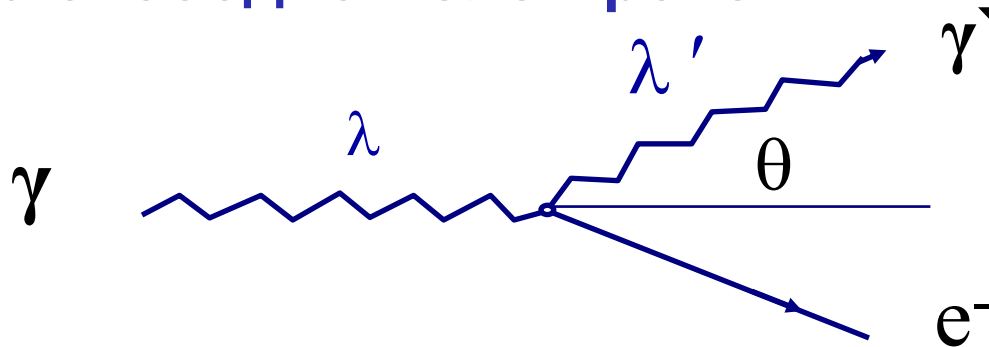


$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos \theta)$$

Зависимость интенсивности комптоновского рассеяния от угла рассеяния фотона. Пики слева на всех графиках отвечают фотонам с исходной длиной волны, которые рассеиваются на сильно связанных электронах с эффективной массой, равной массе атома.

1922 г. А. Комптон. Эффект Комптона

Упругое рассеяние фотона
на свободном электроне



А. Комптон
1892 – 1962

- В рассеянном излучении наблюдаются две длины волны — первоначальная длина волны λ и дополнительная λ'
- Длина волны λ' всегда больше λ
- Длина волны λ' зависит от угла рассеяния θ и не зависит от природы рассеивающего вещества

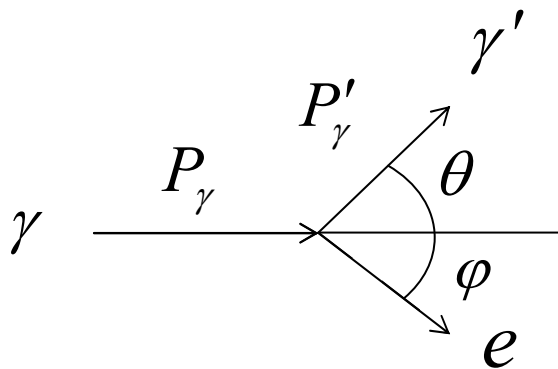
$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta)$$

Нобелевская премия по физике

1927 г. – А. Комптон.

За открытие эффекта, названного его именем

Упругое рассеяние фотона на электроне



Законы сохранения энергии и импульса

$$E_{\gamma} + E_0 = E'_{\gamma} + E_e,$$

$$\vec{P}_{\gamma} = \vec{P}'_{\gamma} + \vec{P}_e$$

$E_{\gamma} = \frac{hc}{\lambda}$ — энергия налетающего фотона,

$E_0 = mc^2 = 0,511 \text{ МэВ}$ — энергия покоя электрона,

$E'_{\gamma} = \frac{hc}{\lambda'}$ — энергия рассеянного фотона,

E_e — энергия электрона отдачи,

$P_{\gamma} = \frac{h}{\lambda}$ — величина импульса налетающего фотона,

$P'_{\gamma} = \frac{h}{\lambda'}$ — величина импульса рассеянного фотона,

P_e — величина импульса электрона отдачи,

θ — угол рассеяния фотона,

φ — угол рассеяния электрона отдачи

$$\left(\text{tg } \varphi = \frac{\text{ctg } \frac{\theta}{2}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{mc^2}} \right),$$

$$\lambda_0 = \frac{h}{mc} = 2,4 \cdot 10^{-10} \text{ см} = 0,024 \text{ \AA}$$

Пример

Фотон с длиной волны $\lambda = 0,024\text{\AA}$ рассеивается на покоящемся электроне под углом $\theta = 60^\circ$.

Рассчитать длину волны рассеянного фотона.

Изменение длины волны рассеянного фотона

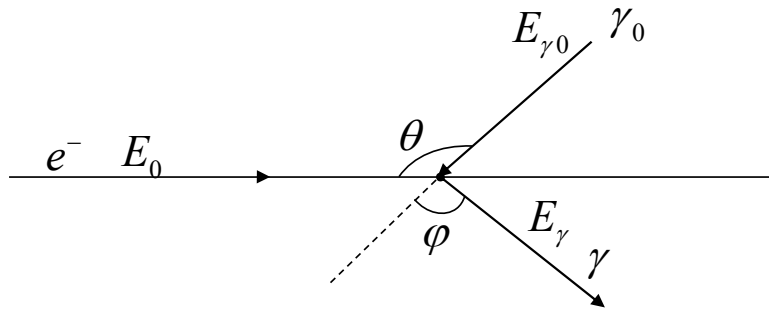
$$\begin{aligned}\Delta\lambda &= \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta) = \\ &= 0,024(1 - 0,5)\text{\AA} = 0,012\text{\AA}.\end{aligned}$$

Длина волны рассеянного фотона

$$\lambda' = \lambda + \Delta\lambda = 0,036\text{\AA}.$$

Пример

При комптон-эффекте на электроны, движущемся со скоростью v , в результате рассеяния первичного фотона с энергией $E_{\gamma 0}$ фотоны имеют большую энергию E_{γ} .



$$E_{\gamma} = E_{\gamma 0} \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}{1 - \frac{v}{c} \cos(\theta - \varphi) + \frac{E_{\gamma 0}}{E_0} (1 - \cos \varphi)}$$

v — скорость электрона, имевшего до взаимодействия полную энергию E_0 .

Т.к. $E_0 \gg E_{\gamma 0}$, $E_{\gamma} \approx E_{\gamma 0} \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}{1 - \frac{v}{c} \cos(\theta - \varphi)}$.

Электрон и фотон летят навстречу друг другу. Рассеянный пучок фотонов направлен так же, как пучок электронов.

$$E_{\gamma} \approx E_0 \frac{1 + v/c}{1 - v/c} \approx 4E_{\gamma 0} \left(\frac{E_0}{mc^2} \right)^2$$

Если $E_{\gamma 0} = 1,78$ эВ (рубиновый лазер),

E_0	10 МэВ	100 МэВ	1 ГэВ	10 ГэВ
E_{γ}	2,7 кэВ	273 кэВ	28 МэВ	2,73 ГэВ

Волновые свойства частиц

1924 г. Луи де Бройль. «Когда закончилась первая мировая война, я много размышлял о квантовой теории и о корпускулярно-волновом дуализме. Именно тогда меня осенила блестящая идея.

Корпускулярно-волновой дуализм Эйнштейна носит всеобщий характер и распространяется на все объекты».

Соотношения де Бройля

$$\nu = \frac{E}{h} \qquad \lambda = \frac{h}{p}$$

В случае фотонов аналогичные соотношения следуют из условия квантования энергии и релятивистской связи между энергией и импульсом для частиц с нулевой массой покоя.

$$E = cp = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

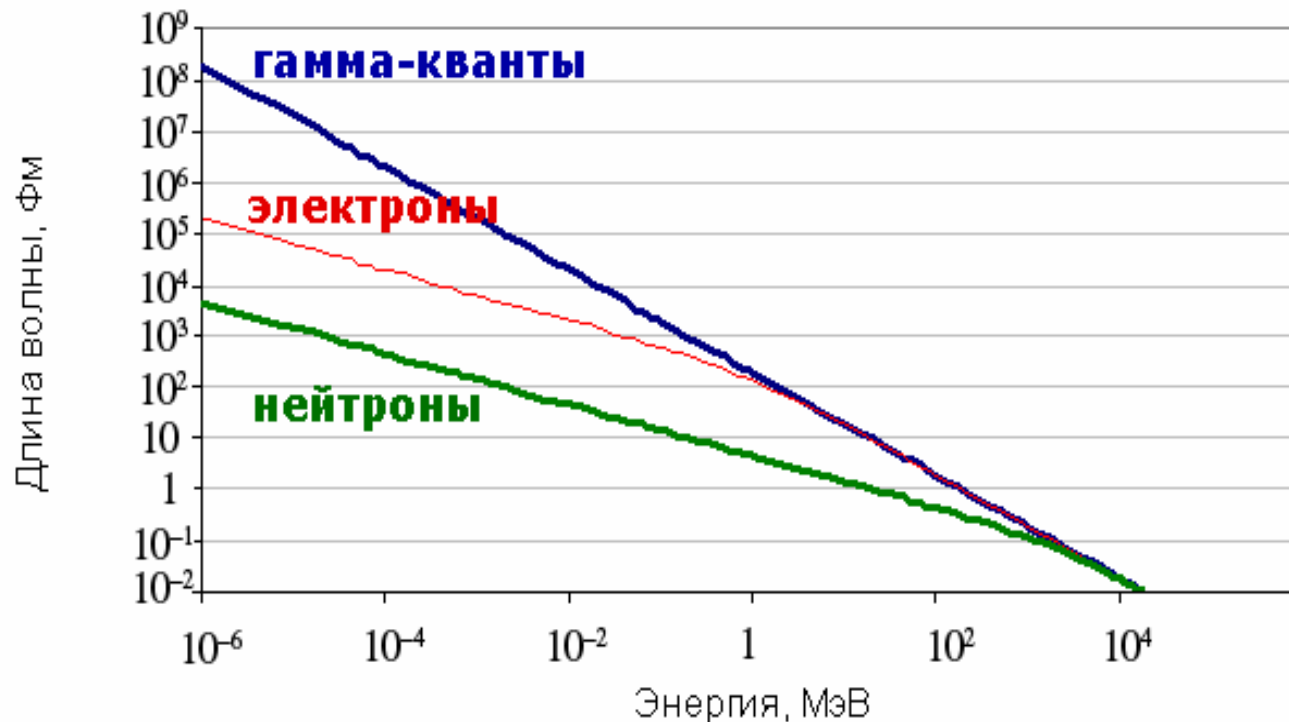
1924 г . Де Бройль.

Корпускулярно-волновой дуализм

$$E = \hbar\omega, \quad p = \frac{\hbar}{\lambda}$$



Л. де Бройль
1892 – 1924



Нобелевская премия по физике

1929 г. – Л. де Бройль

За открытие волновой природы электрона

Пример

Приведенная длина волны фотона $\hat{\lambda} = 3 \cdot 10^{-11}$ см.
Вычислить импульс p фотона.

$$p = \frac{\hbar}{\hat{\lambda}} = \frac{\hbar c}{\hat{\lambda} c} \approx \frac{200 \text{ МэВ} \cdot \Phi_{\text{М}}}{300 \Phi_{\text{М}} \cdot c} = 0,66 \text{ МэВ}/c$$

c – скорость света

Пример

Рассчитать приведенные длины волн протона и электрона с кинетической энергией $E = 100 \text{ МэВ}$.

Протон нерелятивистский ($E_p \ll m_p c^2$).

В этом случае

$$\hat{\lambda} = \frac{\hbar}{p} \approx \frac{\hbar}{\sqrt{2mE}} = \frac{\hbar c}{\sqrt{2mc^2 E}}$$

Учитывая, что $\hbar c = 197 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм} \approx 200 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}$,

Имеем
$$\hat{\lambda}_p = \frac{200 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}}{\sqrt{2 \cdot 938.3 \text{ МэВ} \cdot 100 \text{ МэВ}}} \approx 0.5 \text{ Фм} = 0.5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

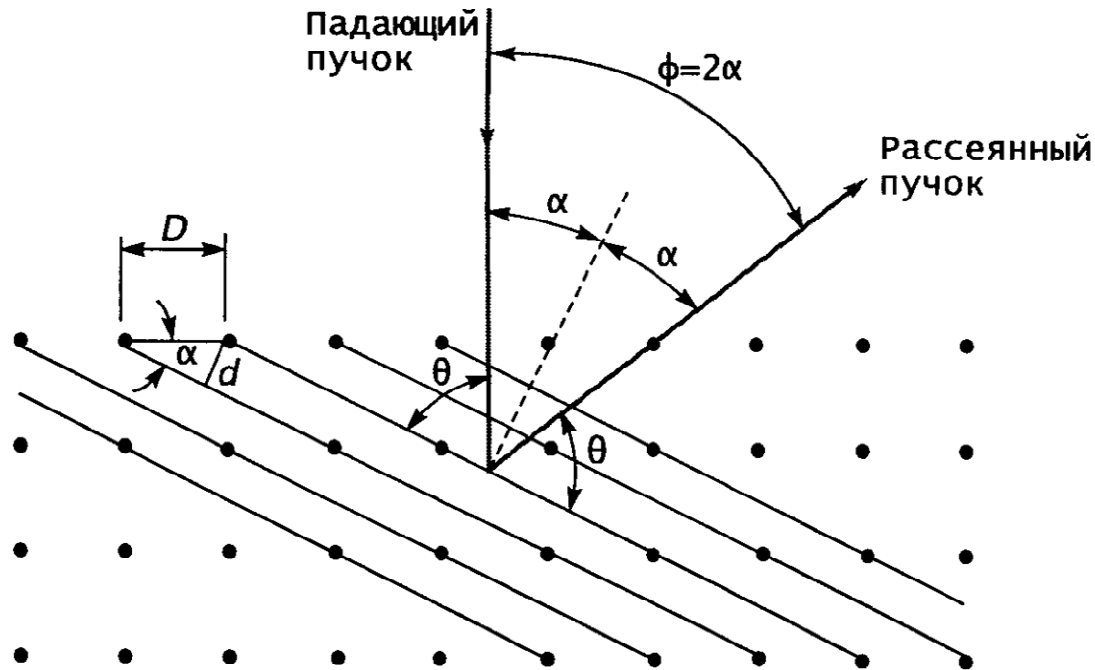
Электрон релятивистский ($E_e \gg m_e c^2$).

$$\hat{\lambda}_e = \frac{\hbar c}{p_e c} = \frac{\hbar c}{E_e} \approx \frac{200 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}}{100 \text{ МэВ}} = 2 \text{ Фм} = 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

Проверка гипотезы де Бройля

1927 г. Опыт Дэвиссона-Джермера.

Волновые свойства медленных электронов можно обнаружить при рассеянии их на монокристаллах. Дэвиссон и Джермер исследовали отражение электронов от никелевых монокристаллов.



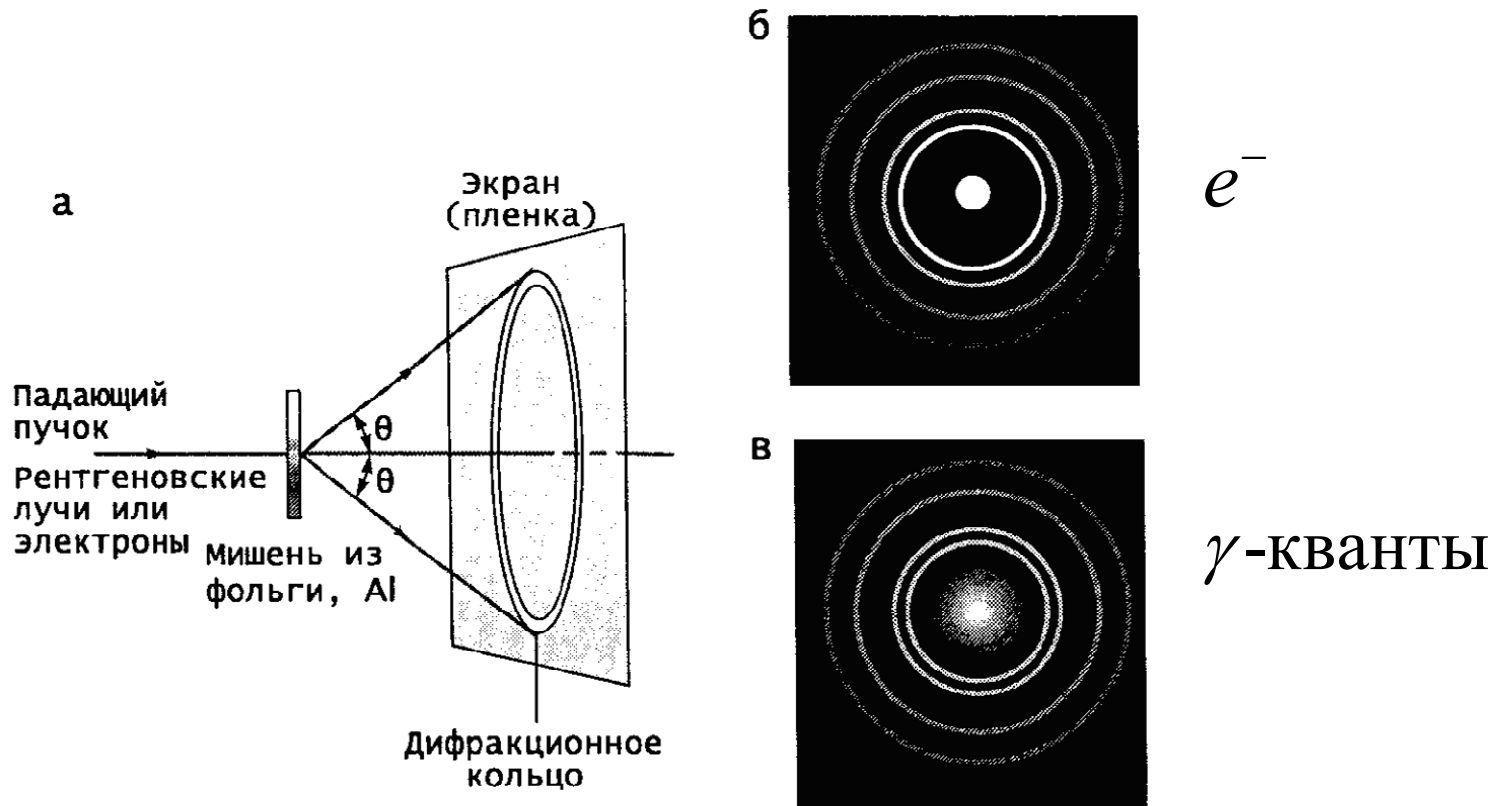
Рассеяние электронов на кристалле. Электронные волны испытывают сильное рассеяние, при выполнении условия Брэгга $n\lambda = 2d \sin \theta$. Данное условие эквивалентно условию $n\lambda = D \sin \phi$.

Межатомное расстояние для монокристалла Ni, полученное из рассеяния рентгеновского излучения, составляет $2,15 \text{ \AA}$.

Условия брэгговской интерференции $n\lambda = D \sin \phi$ для $n = 1$ и наблюдения максимума в рассеянии электронов с энергией 54 эВ под углом $\phi = 50^\circ$ позволяет рассчитать длину волны электронов. $\lambda = 1,7 \text{ \AA}$. Соотношение де Бройля для электронов с энергией 54 эВ даёт такое же значение длины волны $\lambda = 1,7 \text{ \AA}$.

Проверка гипотезы де Бройля

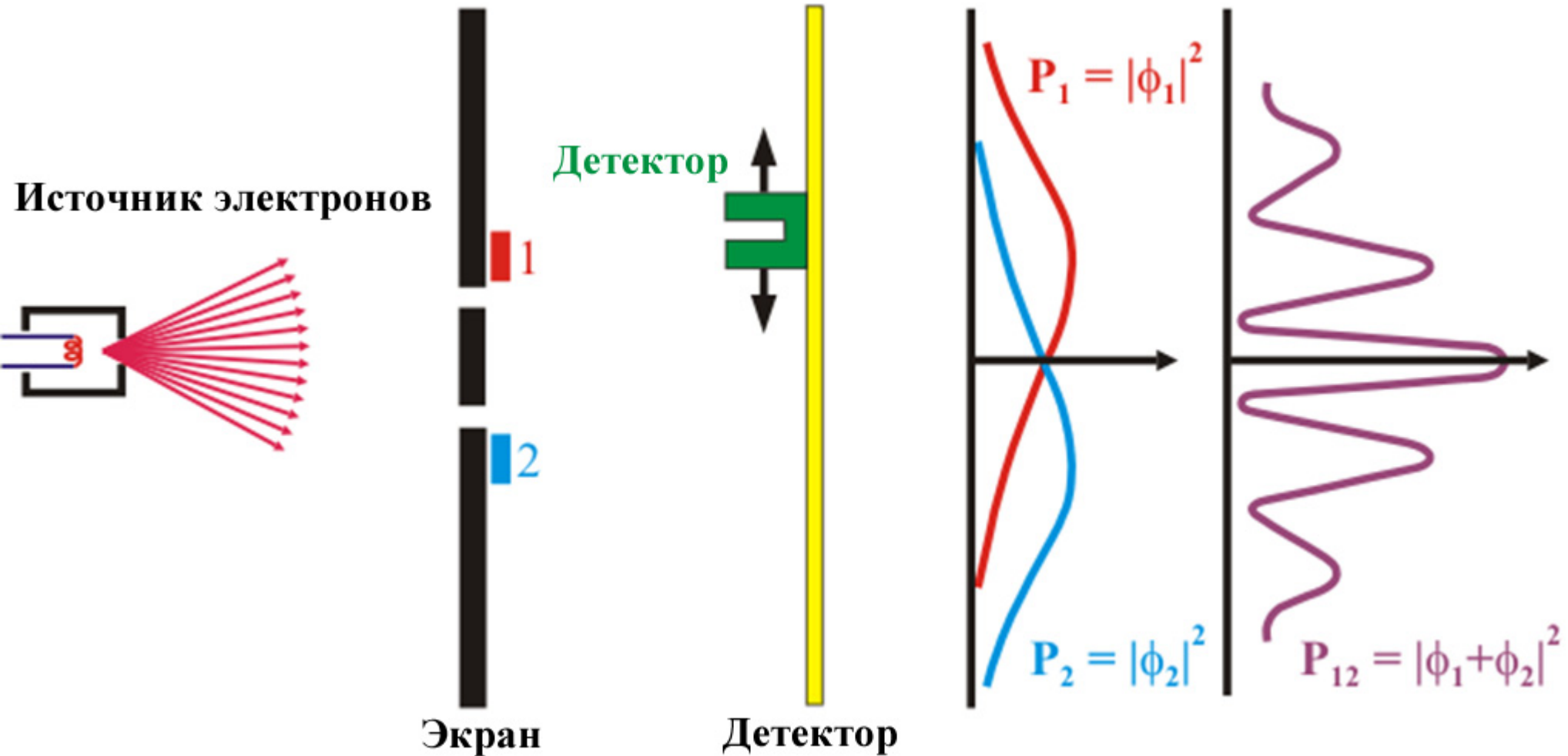
1927 г. Опыты Дж. П. Томсона.



(а) Схема установки для наблюдения дифракции на поликристаллической алюминиевой мишени. (б) Дифракционная картина, полученная при рассеянии рентгеновских лучей с длиной волны 0,071 нм на мишени из алюминиевой фольги. (в) Дифракционная картина, полученная при рассеянии электронов с энергией 600 эВ (длина волны де Бройля равна примерно 0,05 нм) на мишени из алюминиевой фольги. Эта дифракционная картина была увеличена в 1,6 раза для удобства сравнения с (б).

Дж. П. Томсон исследовал прохождение электронов с энергией 10–40 кэВ через тонкую алюминиевую мишень и также наблюдал интерференционную картину, соответствующую волновой природе электронов.

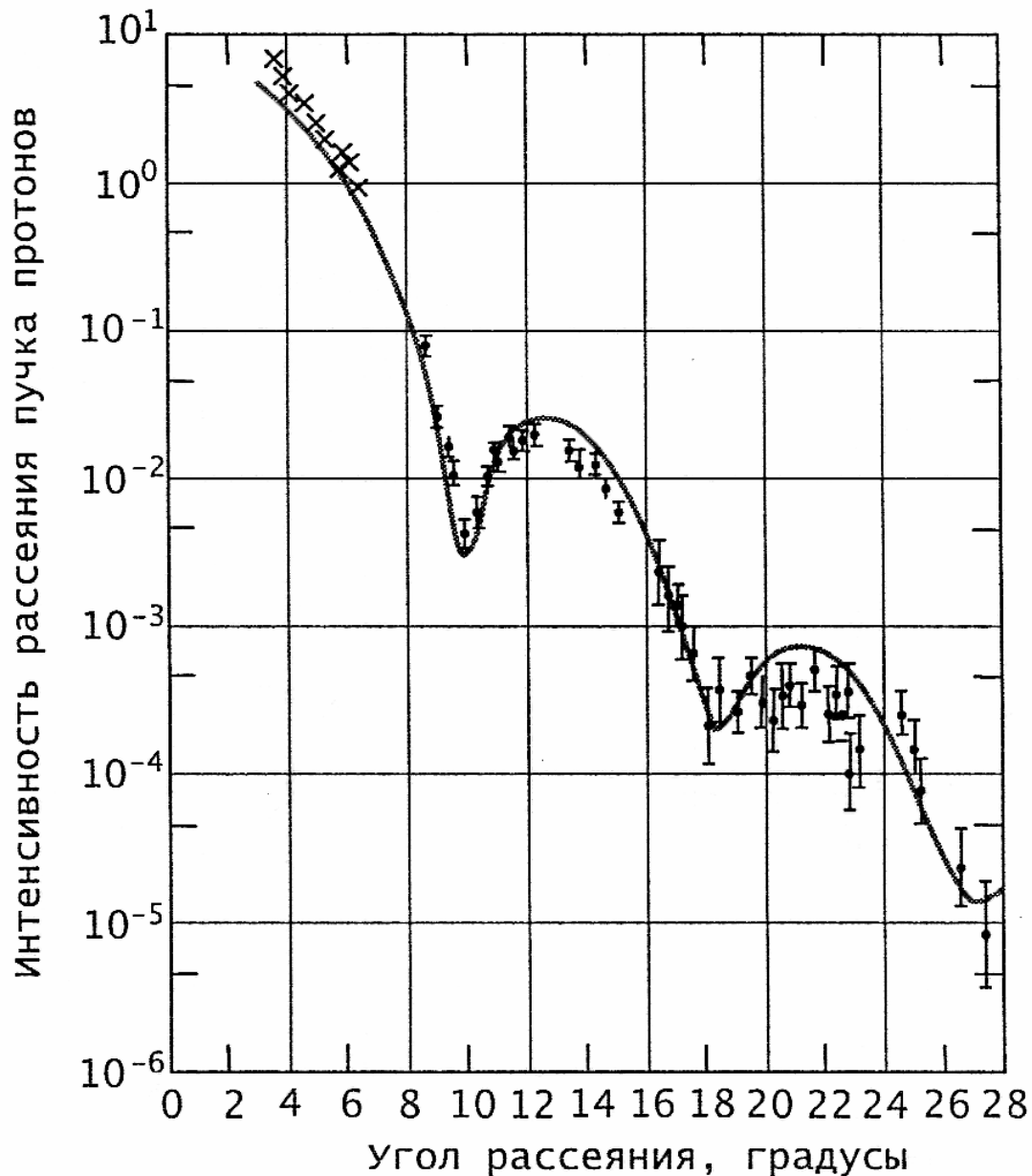
Интерференция электронов на двух щелях



1927 г.

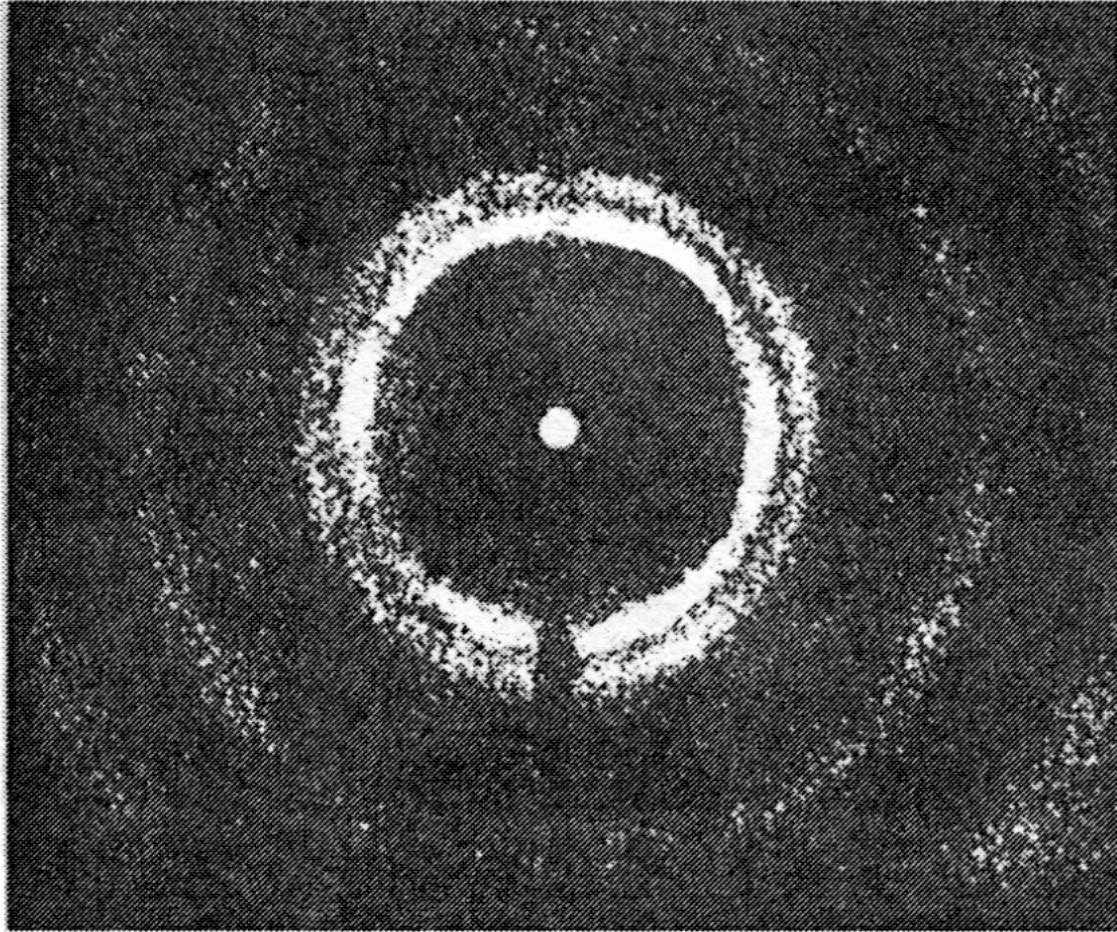
К. Дэвиссон и Л. Джермер и независимо от них Дж. П. Томсон показали, что для пучка электронов, как и для светового пучка, наблюдается явление интерференции.

Рассеяние электронов на атомном ядре



Ядра являются рассеивателями с размерами порядка 10^{-13} см. На данном рисунке показано, что рассеяние протонов с энергией 1 ГэВ на ядре кислорода дает дифракционную картину, сходную с картиной дифракции на щели.

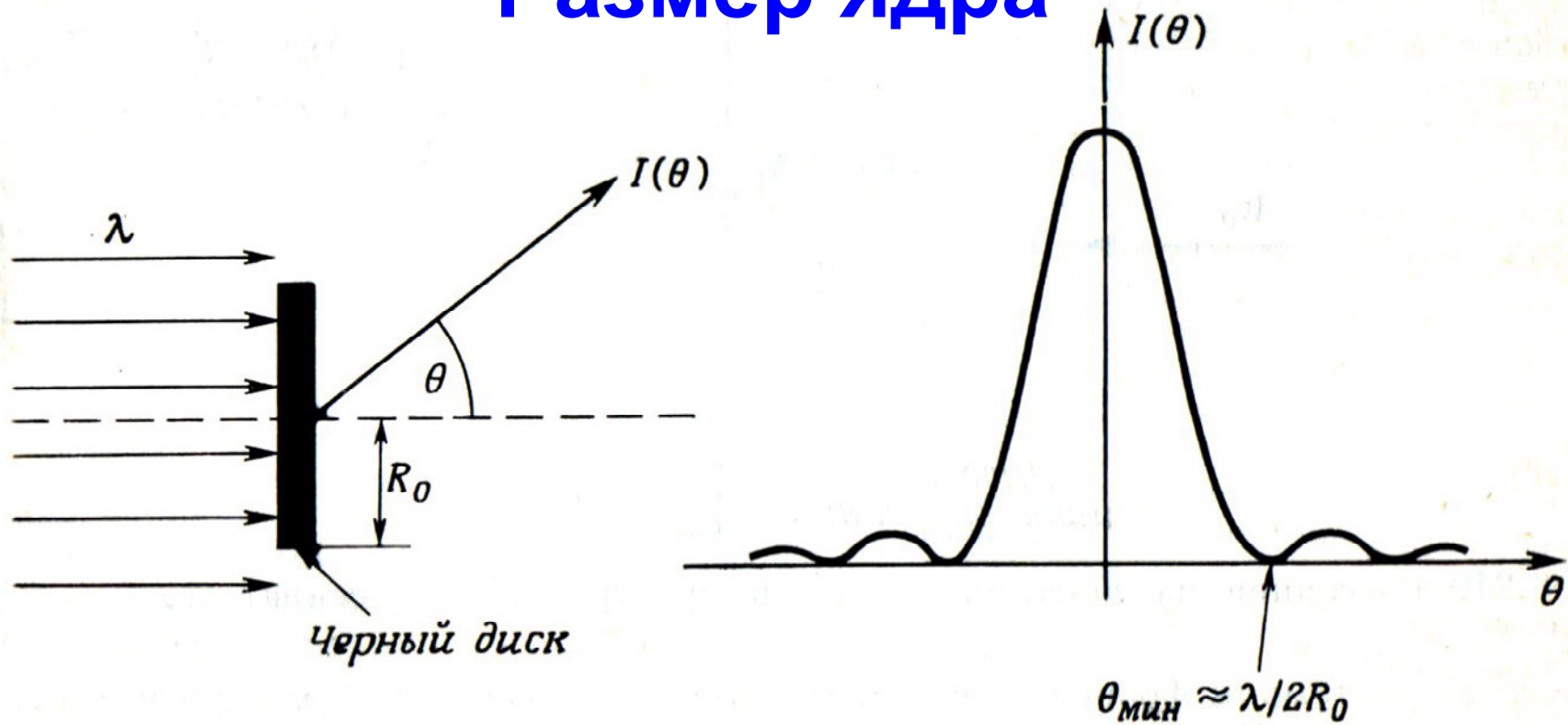
Рассеяние нейтронов с энергией $E < 1$ кэВ на атомных ядрах



$$\sigma = \pi(R + \lambda)^2$$

Дифракционная картина при рассеянии нейтронов с энергией 0,0568 эВ (длина волны де Бройля составляет 0,120 нм) на поликристаллической мишени из меди. Обратим внимание на сходство дифракционных картин для рентгеновских лучей, электронов и нейтронов.

Размер ядра



Оптическая дифракционная картина для дифракции от черного диска.

1. Наблюдается большой пик интенсивности рассеяния в направлении вперед, т.е. в направлении падающего луча; он называется *дифракционным пиком*.

2. Появляется чередование максимумов и минимумов интенсивности, причем первый минимум располагается по отношению к направлению падающего луча приблизительно

под углом $\theta_{\text{мин}} = \frac{\lambda}{2R_0}$, где R_0 - радиус диска.

Пример

Какой должна быть кинетическая энергия электронов, чтобы с их помощью исследовать внутреннюю структуру атома, атомного ядра и нуклона?

Для исследования внутренней структуры объекта необходимо, чтобы длина волны электрона была меньше размера этого объекта.

В случае атома необходимо $\lambda_e \leq R_{\text{ат}}$. Электрон нерелятивистский, поэтому

$$\lambda_e = \frac{h}{p_e} = \frac{2\pi\hbar c}{\sqrt{2m_e c^2 \cdot T_e}} \leq R_{\text{ат}}.$$

Откуда получаем $T_e \geq \frac{1}{2m_e c^2} \left(\frac{2\pi\hbar c}{R_{\text{ат}}} \right)^2 \approx \frac{1}{10^6 \text{ эВ}} \left(\frac{1240 \cdot 10^6 \text{ эВ} \cdot 10^{-13} \text{ см}}{10^{-8} \text{ см}} \right)^2 \approx 160 \text{ эВ}.$

В случае ядра электрон должен быть релятивистским,

$$\lambda_e = \frac{2\pi\hbar c}{p_e c} \approx \frac{2\pi\hbar c}{T_e} \approx \frac{1240 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}}{T_e (\text{МэВ})} \leq R_{\text{яд}}.$$

Для ядра с $A \approx 60$, имеющего $R_{\text{яд}} \approx 4 \text{ Фм}$, $T_e \geq 300 \text{ МэВ}$.

В случае нуклона $R_N \approx 1 \text{ Фм}$ электрон также должен быть релятивистским, поэтому

$$T_e \geq \frac{2\pi\hbar c}{R_N} \approx \frac{1240 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}}{1 \text{ Фм}} = 1,24 \text{ ГэВ}.$$

Длина волны де Бройля

$$E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2.$$

$$E^2 = (pc)^2 + E_0^2.$$

$$E = E_0 + E_k.$$

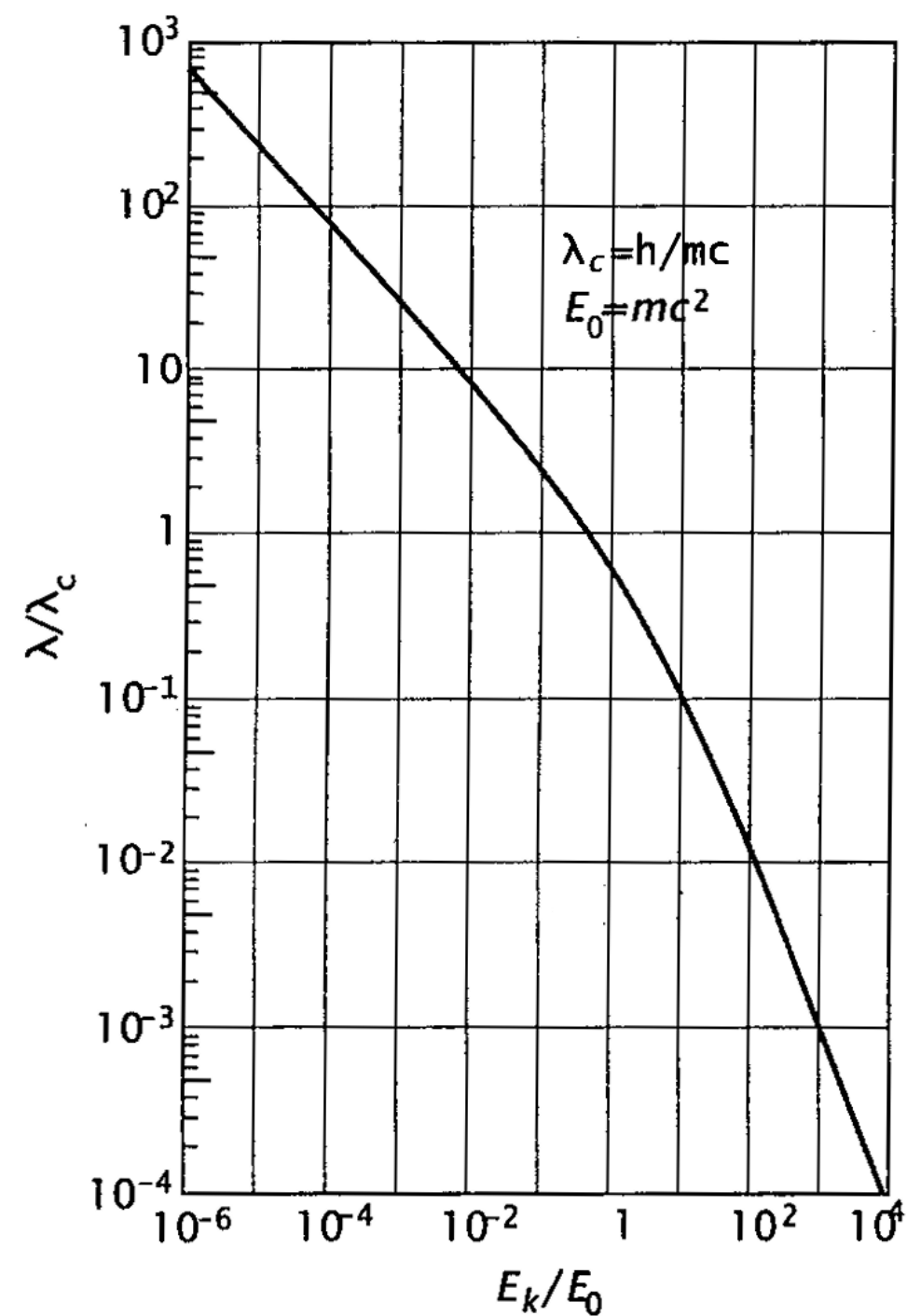
$$(E_0 + E_k)^2 = (pc)^2 + E_0^2.$$

$$p = \frac{(2E_0E_k + E_k^2)^{1/2}}{c}.$$

$$\lambda = \frac{hc}{(2E_0E_k + E_k^2)^{1/2}}.$$

$$\lambda = \frac{hc / mc^2}{(2E_0E_k + E_k^2)^{1/2} / E_0} = \frac{h / mc}{\left[2(E_k / E_0) + (E_k / E_0)^2\right]^{1/2}}.$$

$$\frac{\lambda}{\lambda_c} = \frac{1}{\left[2(E_k / E_0) + (E_k / E_0)^2\right]^{1/2}}.$$



Зависимость отношения длины волны де Бройля λ к комптоновской длине волны λ_c от отношения кинетической энергии E_k к энергии покоя $E_0 = mc^2$ для частицы с массой m .

Протоны: $E_0 \approx 0,938$ ГэВ

$\lambda_c = 1,32$ фм.

Электроны: $E_0 \approx 0,511$ МэВ

$\lambda_c = 2,4 \cdot 10^{-10}$ см.

1927 г. В. Гейзенберг

Соотношение неопределенности

Соотношение неопределенности устанавливает предел точности одновременного определения канонически сопряженных динамических переменных, характеризующих квантовую систему.

$$\Delta p_x \cdot \Delta x \geq \hbar$$

$$\Delta E \cdot \Delta T \geq \hbar$$

$$\Delta \varphi \cdot \Delta J_z \geq \hbar$$



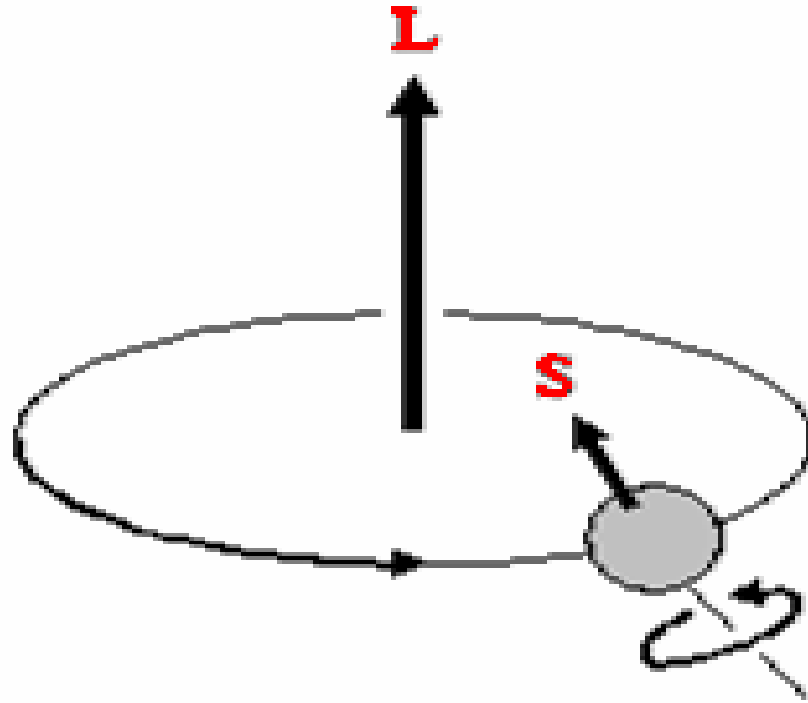
(1901 – 1976)

Нобелевская премия по физике

1932 г. – В. Гейзенберг.

За создание квантовой механики, приложения которой, в числе прочего, привели к открытию аллотропных форм водорода

Спиновый момент частицы



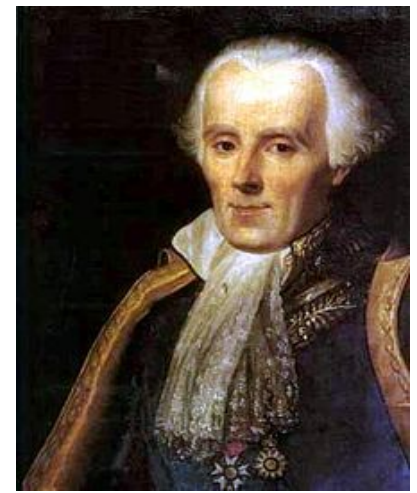
Спин — собственный момент количества движения частицы. Спин имеет квантовую природу и не связан с какими-либо перемещениями частицы в пространстве. Спин измеряется в единицах постоянной Планка и равен s — характерное для каждой частицы полуцелое или целое (включая нуль) положительное число

$$S^2 = \hbar^2 s(s + 1)$$

Спин

<i>Частица</i>	<i>Кварковый состав</i>	<i>Масса mc^2, МэВ</i>	<i>Спин J</i>
Электрон, e^-	—	0,511	1/2
Мюон, μ^-	—	105,6	1/2
Нейтрино, ν_e	—	0	1/2
Протон, p	uud	938,27	1/2
Нейтрон, n	udd	939,57	1/2
Сигма, Σ^+	uus	1189	1/2
Дельта, Δ^{++}	uuu	1232	3/2
Пион, π^+	$u\bar{d}$	139,57	0
Ро, ρ^+	$u\bar{d}$	776	1
Гамма-квант, γ	—	—	1

Детерминизм



Пьер Лаплас
1749 - 1827

«Мы можем рассматривать настоящее состояние Вселенной как следствие его прошлого и причину его будущего. Разум, которому в каждый определённый момент времени были бы известны все силы, приводящие природу в движение, и положение всех тел, из которых она состоит, будь он также достаточно обширен, чтобы подвергнуть эти данные анализу, смог бы объять единым законом движение величайших тел Вселенной и мельчайшего атома; для такого разума ничего не было бы неясного и будущее существовало бы в его глазах точно так же, как прошлое».

Квантовый мир

- 1895 г. В. Рентген. Рентгеновские лучи
- 1896 г. А. Беккерель. Радиоактивность
- 1897 г. Дж. Томсон. Электрон
- 1911 г. Э. Резерфорд. Атомное ядро
- 1924 г. Луи Де Бройль. Волновые свойства частиц

$$E = h\nu \quad p = h / \lambda$$