ааронова - бома эффект

ААРОНОВА - БОМА ЭФФЕКТ - квантовомеханический эффект, характеризующий влияние внешнего электромагнитного поля, сосредоточенного в области, недоступной для заряженной частицы, на её квантовое состояние. Наличие такого нелокального воздействия электромагнитного поля на заряженную частицу, исчезающего в классическом пределе, подчёркивает, что при квантовом рассмотрении взаимодействие заряженной частицы с электромагнитным полем не сводится к локальному действию на неё силы Лоренца. Впервые на возможность такого эффекта указали У. Эренберг (W. Ehrenberg) и Р. Э. Сайди (R. E. Siday) в 1949. Независимо подробное теоретическое изучение эффекта проведено в 1959 Я. Аароновым и Д. Бомом, отметившими его тесную связь с фундаментальными положениями квантовой теории. Их исследования привлекли внимание к особой роли электромагнитных потенциалов в квантовой теории.

Теоретические основы Ааронова - Бома эффекта

Возможность Ааронова - Бома эффекта формально обусловлена тем, что уравнение Шрёдингера для волновой функции заряженной частицы во внешнем электромагнитном поле содержит потенциал этого поля. Он определяет фазу волновой функции и при выборе подходящей геометрии опыта приводит к наблюдаемому интерференционному эффекту даже при отсутствии прямого силового воздействия поля на частицу. Этот эффект не зависит от выбора калибровки потенциалов и обусловлен разницей фаз вдоль различных возможных путей распространения частицы. Он существует как для скалярного,

так и для векторного потенциала электромагнитного поля.

Ааронова - Бома эффект ярко проявляется при рассеянии заряженной частицы на бесконечно длинном соленоиде радиуса R (расположенного перпендикулярно движению частицы), внутри к-рого имеется магнитный поток Φ и который окружён непроницаемым для частиц цилиндрическим экраном радиуса

$$R_0 > R$$

. В этом случае волновая ффункция частицы целиком сосредоточена в области, где магнитное поле отсутствует и только векторный потенциал A отличен от нуля в силу *теоремы Стокса*

$$\oint_L A dl = \Phi$$

(интеграл берётся по контуру L, охватывающему соленоид). Поэтому, хотя сила Лоренца на заряженную частицу не действует, амплитуда расходящейся цилиндрической волны оказывается зависящей от потока магнитного поля. Она содержит два члена, один из которых, описывающий рассеяние на экранирующей поверхности, исчезает в пределе

$$R_0 \to 0$$

Второй член, не зависящий от R_0, определяет амплитуду Ааронова - Бома рассеяния:

$$f(\varphi) \sim \frac{1}{\sqrt{2\pi k}} \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\sin(\varphi/2)}$$

(*)

где φ - угол рассеяния, отсчитываемый от направления падающей плоской волны описывающий свободную частицу с

импульсом $\hbar k$), а

$$\Phi_0 = 2\pi\hbar c/e$$

- квант магнитного потока (e - заряд частицы). Этой же формулой описывается амплитуда рассеяния заряженной частицы на соленоиде без защитного экрана в предельном случае бесконечно тонкого соленоида ($R = 0$) с заданным потоком Φ. Формула (*) несправедлива в области малых углов, где точный расчёт свидетельствует о появлении тени за рассеивателем, причём коэффициент ослабления амплитуды падающей плоской волны равен

$$\cos\left(\pi\Phi/\Phi_0\right)$$

.

Характерная особенность Аронова - Бома рассеяния - исчезновение рассеянной волны, если магнитный поток в соленоиде равен целому числу (n) квантов потока,

$$\Phi = n\Phi_0$$

. В этом случае точная волновая функция отличается от волновой функции свободной частицы лишь калибровочным множителем

$$\exp\left(in\varphi\right)$$

, и такое магнитное поле не влияет на квантовое состояние частицы. Условие отсутствия Аронова - Бома рассеяния совпадает с условием квантования Дирака для магнитных зарядов (см. *Магнитный монополь*).

При рассеянии на соленоиде волновых пакетов ширины a с параметром удара d в амплитуде рассеяния возникает

множитель

$$\exp\left(-d^2/2a^2\right)$$

, эффективно уменьшающий её, если волновой пакет не охватывает соленоид. Это показывает, что классическая заряженная частица, описываемая волновым пакетом исчезающе малой ширины, не испытывает Ааронова - Бома рассеяния.

Существование Ааронова - Бома эффекта для связанных состояний можно продемонстрировать на примере задачи о плоском ротаторе - квантовомеханическом рассмотрении движения заряженной частицы по орбите заданного радиуса R_0. Если орбита охватывает соленоид с магнитным потоком Φ, спектр энергий стационарных состояний ротатора

$$E_m = \left(\hbar^2/2MR_0^2\right)\left(m - \Phi/\Phi_0\right)^2$$

(где M - масса частицы, m - магнитное квантовое число) явно зависит от магнитного потока в соленоиде. Эта зависимость становится очевидной, если рассмотреть процесс включения магнитного поля в соленоиде, во время которого возникает вихревое электрическое поле, изменяющее энергию частицы. Аналогичное воздействие испытывает и классическая частица, однако лишь изменение её квантового состояния, в данном случае энергетического спектра, позволяет судить о наличии установившегося магнитного потока в соленоиде. При квантованном потоке,

$$\Phi = n\Phi_0$$

, энергетический спектр неотличим от спектра ротатора в отсутствие соленоида.

Аронова - Бома эффект для связанных состояний заряженной частицы в однородном магнитном поле B, в к-рое помещён тонкий соленоид с магнитным потоком Φ, приводит к появлению дополнительной серии (

$$N+1$$

) кратно вырожденных уровней энергии,

$$E_N = \hbar\omega\left(N+1/2+\Phi/\Phi_0\right)^2$$

(где

$$\omega = eB/Mc$$

- циклотронная частота), сдвинутых относительно уровней Ландау на величину, определяемую дробной частью квантов потока в соленоиде. Эти уровни соответствуют квантовым орбитам, охватывающим соленоид.

Экспериментальное наблюдение Аронова - Бома эффекта

Эксперименты по наблюдению Аронова - Бома эффекта при рассеянии электронов магнитным полем проводились начиная с 60-х гг. Пучок монохроматических электронов разделялся на два когерентных пучка, обтекавших рассеиватель - тонкую нить (

$$\varnothing \sim 1$$

мкм) из магнитного материала или миниатюрный соленоид (

$$\varnothing \sim 14$$

мкм), магнитным потоком которого можно было управлять. Затем когерентные пучки вновь соединялись, образуя интерференционную картину, зависящую от величины охватываемого магнитного потока, в хорошем согласии с теоретическим расчётом Аронова - Бома эффекта. Однако при

анализе этих экспериментов необходимо учитывать искажения интерференционной картины, вызванные рассеянным магнитным полем, возникающим из-за неоднородного намагничивания нити и конечных продольных размеров рассеивателя. Современные эксперименты с тороидальным магнитом, а также со сверхпроводящими квантовыми интерферометрами, свободные от этих недостатков, надёжно подтверждают существование Аронова - Бома эффекта.

Литература

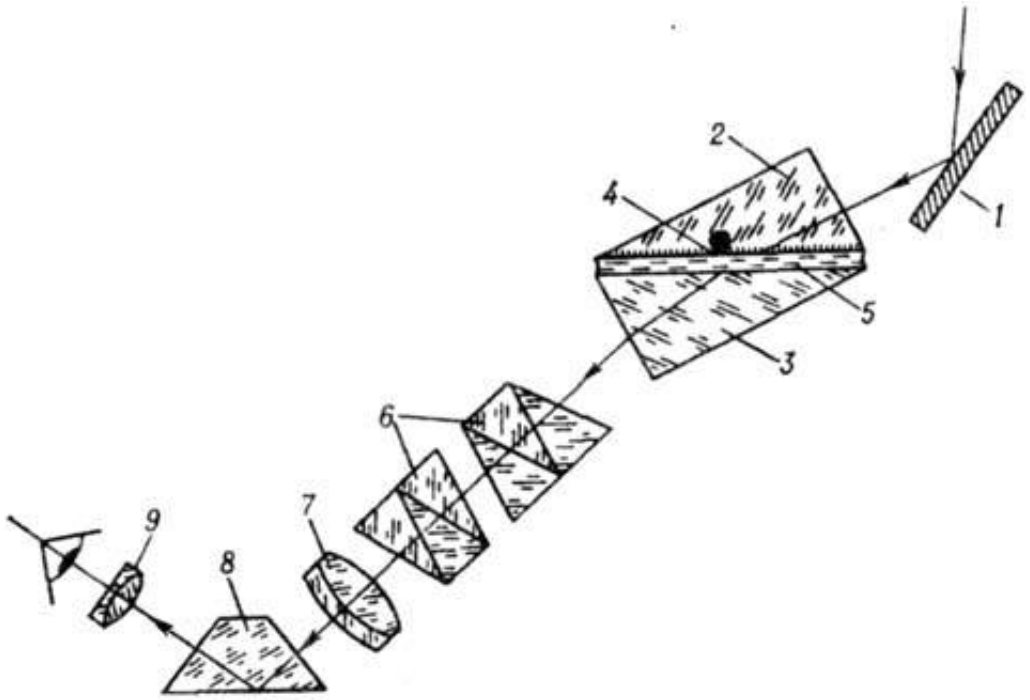
> Aharonov Y., Bohm D., Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory, "Phys. Rev.", 1959, v. 115, p. 485; Фейнберг Е. Л., Об "особой роли" электромагнитных потенциалов в квантовой механике,"УФН", 1962, т. 78, в. 1; Скаржинский В. Д., Эффект Аронова - Бома: теоретические расчёты и интерпретация, "Тр. ФИАН", 1986, т. 167, с. 139; Olariu S., Popescu I., The quantum effects of electromagnetic fluxes, "Revs Mod. Phys.", 1986, V. 57, p. 339.

В. Д. Скаржинский.

АББЕ РЕФРАКТОМЕТР - визуальный оптический прибор для измерения показателя преломления жидких и твёрдых сред. Его действие основано на измерении угла полного внутреннего отражения в случае непрозрачной исследуемой среды или предельного угла преломления на плоской границе раздела прозрачных сред (исследуемой и известной) при распространении света из среды с меньшим показателем преломления n_1 в среду с большим показателем - n_2 (см. *Рефрактометр*).В обоих методах используется закон преломления света

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$$

(i_1 - угол падения, i_2 - угол преломления). Аббе рефрактометр состоит из двух стеклянных прямоугольных призм - измерительной призмы *3* (рис.) с высоким показателем преломления n_2=1.7 (для жёлтой линии натрия λ_D=589 нм), с полированной гипотенузной гранью и вспомогательной откидной призмы *2* с матированной гипотенузной гранью, зрительной трубы, отсчётной шкалы, специального компенсатора *6*. В поле зрения трубы наблюдается резкая линия раздела светлого и тёмного полей, соответствующая предельному углу.



Оптическая схема рефрактометра ИРФ-22: 1 -осветительное зеркало; 2 - вспомогательная откидная призма; 3 - основная измерительная призма; 4 - матированная грань откидной призмы; 5 - исследуемая жидкость; 6 - призмы Амичи компенсатора; 7 - объектив зрительной трубы; 8 - поворотная призма; 9 - окуляр зрительной трубы.

Исследуемые жидкости помещаются в зазор (ок. 0,1 мм) между гипотенузными гранями призм. Твёрдые прозрачные образцы должны иметь одну плоскую полированную грань, а одна из боковых граней должна быть перпендикулярной к полированной. Полированной гранью образцы прижимаются к гипотенузной грани измерительной призмы (при откинутой вспомогательной призме), а в зазор между ними вводится капля иммерсионной жидкости с показателем преломления $n_И$ таким, чтобы $n_1 < n_И < n_2$ (обычно моноброма - нафталина с $n_И$=1.66). При измерении прозрачных жидких сред свет на границу раздела сред направляется через малый катет вспомогательной призмы (измерение в проходящем свете), а в случае непрозрачных сред освещается матовая грань измерительной призмы - её большой катет (измерение в отражённом свете). При совмещении линии раздела светлого и тёмного полей с перекрестием нитей в поле зрения трубы по шкале непосредственно отсчитывается величина n. Компенсатор, состоящий из двух дисперсионных призм прямого зрения (призм Амичи, см. *Спектральные призмы*),позволяет вращением призм в противоположные стороны компенсировать дисперсию измерительной призмы и образца и измерить величину n_2 при использовании источника белого света.

Технические характеристики рефрактометра

Для рефрактометра ИРФ-22 пределы измерения n в проходящем свете 1,3 - 1,7, в отражённом - 1,3 - 1,57; точность измерения ± $2 \cdot 10^{-4}$.

Литература

> Иоффе Б. В., Рефрактометрические методы химии, 3 изд., Л.,

> 1983.

В. И. Малышев.