

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

A 944

P2-88-282

Г.Н.Афанасьев

**ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКЕ
ЭФФЕКТА ААРОНОВА - БОМА**

Направлено в "Nuovo Cimento, A"

1988

I. Введение

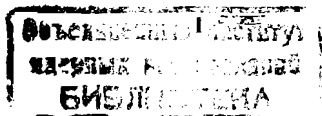
Ранее мы получили амплитуду рассеяния на магнитном поле, окружающем два цилиндрических соленоида с равными по величине, но обратными по знаку магнитными потоками ^{/1/} и на магнитном поле тороидального соленоида ^{/2/}. Вычисления были выполнены для падающей волны, направленной вдоль оси ζ для двух цилиндрических соленоидов (рис.1) и вдоль оси ζ для тороидального соленоида (рис.2). В ^{/2/} были также предложены дополнения к известным экспериментам Тономуры ^{/3/}, которые, как мы полагаем, должны устранить имеющиеся в физической литературе сомнения ^{/4/} в существовании АБ-эффекта. В настоящей работе мы предлагаем "решающий" эксперимент, реализация которого позволит однозначно подтвердить или опровергнуть существование этого эффекта. Эксперимент может быть проведен на одном цилиндрическом соленоиде, двух цилиндрических соленоидах с обратными по знаку магнитными потоками и тороидальном соленоиде.

2. Один цилиндрический соленоид

Схема предлагаемого эксперимента изображена на рис.3. Падающая волна распространяется вдоль оси x . Цилиндрический соленоид (зачернен) окружен непроницаемым цилиндрическим экраном S_0 (заштрихован). Детектор частиц находится на оси x позади цилиндра. При отсутствии тока в обмотке соленоида волновая функция равна

$$\psi_0 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^{m+1} \left[J_{1m_1}(k\rho) - H_{1m_1}^{(1)}(k\rho) \cdot J_{1m_1}(kR) / H_{1m_1}^{(1)}(kR) \right] \exp(im\varphi).$$

При больших ρ второй член имеет порядок $(R/\rho)^{1/2}$. Это означает, что полная волновая функция отличается от падающей плоской волны членами того же порядка. Плотность $\bar{\psi} \psi$ и ток $\bar{j} = \frac{c\hbar}{2m} (\psi \nabla \bar{\psi} - \bar{\psi} \nabla \psi)$ вероятности отличаются от соответствующих плосковолновых величин членами порядка R/ρ . Включим в соленоиде ток. Тогда волновая функция равна (см., напр., ^{/5/})



3. Два цилиндрических соленоида

$$\psi = \int \exp(i\alpha |m_1 - \frac{i\alpha}{2} |m - \delta_1|) \cdot \left[H_{|m-\delta_1|}^{(1)}(kR) - H_{|m-\delta_1|}^{(1)}(kR) \frac{H_{|m-\delta_1|}^{(1)}(kR)}{H_{|m-\delta_1|}^{(1)}(kR)} \right] \exp(im\varphi) \quad (2.1)$$

Ааронов и Бом показали, что для незранированного точечного соленоида, расположенного в начале координат, волновая функция при $\gamma = \frac{e\Phi}{hc} = \frac{1}{2}$ обращается в нуль на положительной полуоси x . Этот замечательный факт имеет место и для конечного соленоида. В самом деле, полагая $\gamma = \frac{1}{2}$, $\varphi = 0$ в (2.1) и перегруппировывая члены суммы (что возможно из-за ее абсолютной сходимости), получаем $\psi(\varphi=0, \gamma=\frac{1}{2}) = 0$. Обращаются в нуль и наблюдаемые $\psi \nabla \psi - \psi \nabla \psi = \frac{h}{mc} \psi \nabla \psi$. Это означает, что идеальный точечный детектор, помещенный позади цилиндра в любой точке оси x , перестанет считать заряженные частицы при $\gamma = \frac{1}{2}$ (а также при γ полуцелых). Реальный детектор имеет конечные размеры. Обсудим возникающие из-за этого осложнения. Нам понадобится асимптотическое поведение ψ -функции. Впервые в замкнутом виде оно было получено в работе /7/:

$$\psi \approx \exp(ikx) \exp(i\delta(\varphi - \pi)) + \frac{i \sin \pi \delta \cdot \exp(-i\varphi/2) \exp(ikR)}{(1 - 2\pi i k R \sin^2 \varphi/2)^{1/2}} + \left(\frac{2}{\pi k R}\right)^{1/2} \exp(ikR) \int \frac{H_{|m-\delta_1|}^{(1)}(kR)}{H_{|m-\delta_1|}^{(1)}(kR)} \exp[i\alpha(\varphi + |m_1 - |m - \delta_1|)]$$

Из первых двух членов, представляющих асимптотику АБ-волновой функции для точечного соленоида, вытекает, что прилегающая к оси x область малости $\psi|_{\gamma=\frac{1}{2}}$ становится очень узкой при больших x . Кроме того, из-за конечности длины реального соленоида при больших x может оказаться существенным обратный поток. С другой стороны, детектор не должен находиться слишком близко к z_0 , где малы как ψ , так и ψ_0 . Расстояние в несколько R является подходящим местом для детектора. Волновая функция в нем несущественно ослаблена (по сравнению с падающей волной), а область малости ψ (вдоль оси y) достаточно широка. Размеры цилиндрического соленоида могут быть вполне макроскопическими, размеры же детектора должны быть по возможности малыми.

Предлагаемая схема эксперимента изображена на рис.1. Падающая волна распространяется вдоль оси x . Два цилиндрических соленоида (черные кружки), оси которых проходят через точки $y=0$, $x = \pm d$, окружены непроницаемыми цилиндрами (заштрихованы) радиуса R . Детекторы расположены на оси x : один между двумя цилиндрами (D_1), второй - позади обоих цилиндров (D_2). Случай двух точечных незранированных соленоидов с $\Phi_1 = -\Phi_2 = \Phi$ и $\delta = \frac{1}{2}$ был рассмотрен в работе /8/. Ее авторы показали, что полная волновая функция исчезает на отрезке оси x , лежащем между двумя соленоидами. Сейчас мы докажем, что рассуждения работы /8/, примененные к конечным соленоидам, приводят к точно такому же результату. Нам понадобится так называемая производящая функция χ , градиент от которой равен вектор-потенциалу вне соленоидов. Эта функция, полученная в /1/ для двух соленоидов с $\Phi_1 = -\Phi_2$, оказывается разрывной, поскольку для замкнутых контуров, охватывающих только один соленоид, $\oint A_{\varphi} dl \neq 0$. Следующие два свойства χ будут важны для дальнейшего: 1) χ меняется скачком от $-\Phi/2$ до $\Phi/2$ при пересечении отрезка $y=0$, $-d+R < x < d-R$, 2) χ является нечетной функцией y . Поместим при $y=0$, $-d+R < x < d-R$ непроницаемую перегородку. Волновая функция обращается на ней в нуль (равно как и внутри непроницаемых цилиндров). Тогда имеет место следующее очевидное соотношение:

$$\psi_w^\delta = \psi_w^0 \exp\left(\frac{i e}{hc} \chi\right), \quad \delta = \frac{e\Phi}{hc} \quad (3.1)$$

Здесь ψ_w^δ и ψ_w^0 - волновые функции, описывающие рассеяние на двух непроницаемых цилиндрах, соединенных непроницаемой перегородкой при наличии и отсутствии тока в соленоиде соответственно. Они везде непрерывны и, как мы уже сказали, обращаются в нуль при $y=0$, $|x| < d-R$. Далее, ψ_w^0 - четная функция y . Пусть теперь $\delta = \frac{1}{2}$. Из-за экспоненциального множителя в (3.1) $\psi_w^{1/2}$ меняет знак при $y=0$, $|x| < d-R$ и, следовательно, имеет там узел. Поэтому физическая ситуация не изменится, если убрать непроницаемую перегородку. В результате имеем $\psi_w^{1/2} = \psi_w^{1/2} = \psi_w^0 \exp(i \frac{e\chi}{hc}) / \delta = \frac{1}{2}$. Это означает, что волновая функция $\psi_w^{1/2}$, описывающая рассеяние заряженных частиц на двух непроницаемых цилиндрах с $\Phi_1 = -\Phi_2$, $\delta = \frac{1}{2}$, исчезает при $y=0$, $|x| < d-R$ даже в отсутствие непроницаемой перегородки. Поэтому скорость счета при $\delta = \frac{1}{2}$ упадет до нуля для идеального детектора D_1 и практически не изменится для D_2 .

4. Тороидальный соленоид

Для тороидального соленоида предлагаемая схема эксперимента показана на рис.2. Падающая волна распространяется вдоль оси X . Тороидальный соленоид (зачерчен) окружен непроницаемым экраном (заштрихован), имеющим форму тора $(\rho-d)^2+z^2=R^2$. В работе^{/9/} было доказано, что для бесконечно тонкого незранированного соленоида ($z=0, \rho=d$) волновая функция при $\chi=1/2$ обращается в нуль внутри окружности $z=0, \rho=d$. Используя производящую функцию тороидального соленоида, полученную в^{/2/}, и в точности следуя рассуждениям работы^{/9/}, мы можем показать, что это справедливо и для конечного экранированного соленоида. Применительно к рис.2 это означает, что при $\chi=1/2$ волновая функция обращается в нуль внутри окружности $z=0, \rho=d-R$. Поместим в плоскости $z=0$ два детектора: один (D_1) внутри окружности $z=0, \rho=d-R$, а второй (D_2) за соленоидом, на оси X . При $\chi=1/2$ скорость счета упадет до нуля для детектора D_1 и почти не изменится для D_2 .

5. Заключение

Мы показали, что недоступные для частиц поля (в данном случае магнитное поле H внутри соленоида) могут привести к "выталкиванию" плотности и тока вероятности из доступных для заряженных частиц областей пространства. Предложен эксперимент, позволяющий проверить существование этого эффекта. Его наблюдение безоговорочно подтвердит существование АБ-эффекта (который иногда определяют как наблюдаемые следствия недоступных для частиц полей).

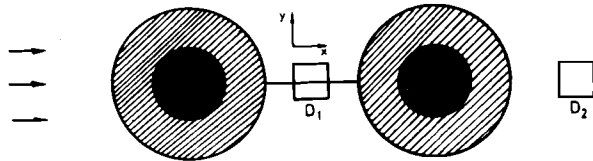


Рис.1. Два цилиндрических соленоида (темные кружки) окружены непроницаемыми цилиндрическими барьерами (заштрихованы). Падающая волна распространяется вдоль оси x . При $\Phi_1 = -\Phi_2 = \Phi$ и $\chi = eQ/\hbar c = 1/2$ волновая функция обращается в нуль на отрезке оси x , лежащем между цилиндрами.

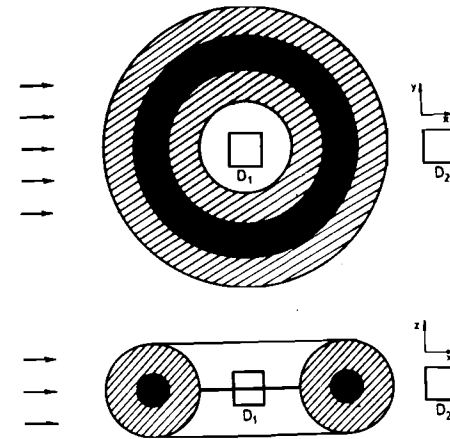


Рис.2. Тороидальный соленоид (зачернен) окружен непроницаемым тором (заштрихован). При начальном волновом векторе, направленном вдоль оси x , и $\chi=1/2$ волновая функция исчезает на участке плоскости $z=0$, совпадающей с "дырой" тора.

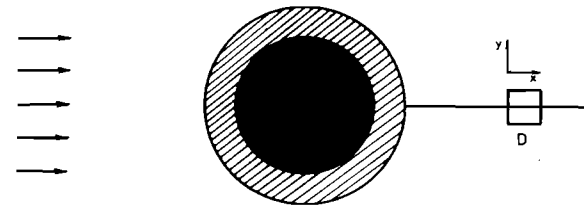


Рис.3. Цилиндрический соленоид (черный кружок) окружен непроницаемым цилиндром (заштрихован). При начальном волновом векторе вдоль оси x и $\chi=1/2$ волновая функция исчезает на оси x позади соленоида.

Литература

1. Афанасьев Г.Н., Препринт ОИЯИ P2-87-154, Дубна, 1987, Препринт ОИЯИ P4-87-569, Дубна, 1987.
2. Афанасьев Г.Н., Препринты ОИЯИ P4-87-106, P4-87-107, Дубна, 1987; Любошиц В.А., Смородинский А.Я. ЖЭТФ, 75, 40, 1978.
3. Osakabe N., Matsuda T., Kawasaki T., Endo J., Tonomura A., Yano S. and Yamada H., Phys.Rev.A, 34, 815, 1986; см. также статью тех же авторов в: Proceedings 2nd Int.Symposium "Foundations of Quantum Mechanics in the Light of New Technology" (eds. Namiki M., Murajama Y., Ohnuki Y., Nomara S.), 1987 (Tokyo, Japan Phys.Soc.).
4. Loinger A. Riv.Nuovo Cim., 10, 1, 1987; see also Bocchieri's (p.325) and Loinger's (p.321) papers in: Fundamental Aspects of Quantum Theory (eds. Gorini V. and Frigerio A.), 1986 (New York/London, Plenum Press); Kobe D.H. and Liang J.O., Phys.Rev.A, 37, 1133, 1988.
5. Brown R.A., J.Phys.A, 20, 3309, 1987.
6. Aharonov Y. and Bohm D., Phys.Rev., 115, 485, 1959; Kawamura K., Zempo Y. and Irie Y., Prog.Theor.Phys., 67, 1263, 1982.
7. Takabayasi T., Nadr. J.Suppl. 1, 219, 1985.
8. Peshkin M., Talmi Y. and Tassie L.J., Ann.of Phys. (N.Y.), 12, 426, 1961.
9. Tassie L.J., Phys.Lett., 5, 43, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 апреля 1988 года.

Афанасьев Г.Н. P2-88-282
Об экспериментальной проверке эффекта Ааронова - Бома

Предлагается "решающий" эксперимент по проверке существования эффекта Ааронова - Бома /АБ/. Он может быть реализован на одном цилиндрическом соленоиде, на двух цилиндрических соленоидах с обратными по знаку магнитными потоками и на тороидальном соленоиде. Идея эксперимента основывается на следующем теоретическом предсказании: если АБ-эффект существует, то недоступные для заряженных частиц поля /например, магнитное поле H внутри непроницаемого соленоида/ могут привести к исчезновению плотности и тока вероятности в доступных для частиц областях пространства. Положительный результат этих экспериментов однозначно подтвердит существование АБ-эффекта.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод автора.

Afanas'ev G.N. P2-88-282
On Experimental Testing of the Aharonov - Bohm Effect

We propose the crucial experiment testing the existence of the Aharonov - Bohm (AB) effect. It could be performed on the cylindrical solenoid, two cylindrical solenoids with opposite magnetic fluxes and the toroidal solenoid. The positive outcome of this experiment unambiguously says "yes" to the existence of the AB effect.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988