[3] Д ж и б у т и З.В., Д о л и д з е Н.Д., О ф е н г е й м Г.Л., Р е х в и а ш в и л и Д.Н., Ч о л о к а ш в и л и Т.С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 5. С. 930–932.
[4] Г о ч а л е и ш в и л и Н.Г., Д ж и б у т и З.В., Д о л и д з е Н.Д., Ч о л о к а ш в и л и Т.С. // Тез. докл. У1 респ. коллоквиума „Оптика и спектроскопия полупроводников и диэлектриков", Сухуми, 1987. С. 96–99.
[5] Д ж и б у т и З.В. Исследования свойств радиационных дефектов в $GaAs$ и механизма их лазерного отжига. Дис. на соискание уч. ст. канд. физ.-мат. наук. Тбилиси, 1989. 169 с.
[6] Д в у р е ч е н с к и й А.В., К а ч у р и н Г.А., Н и д а е в Е.В., С м и р н о в Л.С. Импульсный отжиг полупроводниковых материалов. М.: Наука, 1982. 208 с.

Поступило в Редакцию
4 января 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 5 12 марта 1991 г.

01; 05.4; 08

О ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФАЗЕ ВРАЩЕНИЯ И ЕЕ НАБЛЮДЕНИЯ В УСЛОВИЯХ КВАНТОВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

А.С. Д о в г о п о л ы й, О.А. Т о к а л и н

Сравнительно недавно М. Берри обнаружил [1], что квантовые системы, описываемые гамильтонианом $\mathcal{H}(x^j)$, при циклической адиабатической эволюции в пространстве параметров x^j, которая может быть представлена в виде замкнутого контура С, не изменяя своего состояния, приобретают дополнительный фазовый сдвиг волновой функции (ВФ) состояния, названный им геометрической фазой:

$$\Delta\theta_B = \frac{1}{\hbar}\oint_C A_j dx^j = \frac{1}{\hbar}\iint_{S_c}(\mathrm{rot}\, A)_{ij}\, d\sigma^{ij}, \tag{1}$$

где $A_j = i\hbar(\psi, \nabla_j \psi)$ имеет смысл „индуцированного калибровочного потенциала" [2], S_c – любая натянутая на контур С поверхность и $d\sigma^{ij}$ – элемент этой поверхности в пространстве параметров x^j. Вследствие калибровочной инвариантности геометрическая фаза $\Delta\theta_B$ не зависит от выбора базиса собственных ВФ гамильтониана $\mathcal{H}(x^j)$ и определяется анголономностью пространства x^j. В последующих работах (обсужденных в обзоре [2]) теория обобщена на неадиабатические процессы и незамкнутые циклы, получены экспериментальные доказательства проявления геометрических фаз в интерференционных эффектах поляризованных волн, включая классические аналоги ВФ. Вследствие анголономности обычного трехмерного пространства, индуцированного вращением, такой подход дает ясную физическую трактовку различных эффектов вращения, в том числе и описанного в [3] „эффекта инерции стоячих акустических волн", а также открывает возможности обнаружения геометрических фаз в других эффектах, в частности в интерференции ВФ в сверхпроводниках, когда соответствующая анголономность индуцируется их вращением.

Как известно [4], вращение в связанной с ним системе отсчета можно рассматривать как гравитационное псевдополе, которое задается метрическим 4-тензором g_{ij} с отличными от нуля недиагональными компонентами:

$$g_{0\alpha} = -\beta_\alpha = -\frac{1}{c}\left(\vec{\Omega} \times \vec{r}\right)_\alpha , \tag{2}$$

где $\vec{\Omega}$ - угловая скорость, c - скорость света, $\vec{r}$ - радиус-вектор. Геометрия вращающегося пространства определяется метрическим тензором $\gamma_{\alpha\beta}$:

$$\gamma_{\alpha\beta} = -g_{\alpha\beta} + \frac{g_{0\alpha} g_{0\beta}}{g_{00}} = \delta_{\alpha\beta} + g_{00} G_\alpha G_\beta , \tag{3}$$

где $G_\alpha = \mp g_{0\alpha} / g_{00}$ - ковариантные компоненты трехмерного вектора $\vec{G}$ в пространстве с метрикой $\gamma_{\alpha\beta}$ [4], $\delta_{\alpha\beta}$ - единичный тензор Кронекера. Это пространство неевклидово и анголономно, из-за чего при обходе замкнутого контура С возникает геометрическая фаза:

$$\Delta\theta_s = \oint_C \frac{\omega}{c} G_\alpha dx^\alpha = \iint_{S_C} \left(rot \frac{\omega}{c} \vec{G}\right)_{\mu\nu} d\sigma^{\mu\nu}, \tag{4}$$

которая аналогична фазе Берри и проявляется в оптике как эффект Саньяка [5] для поперечных встречных волн с угловой частотой ω.

В случае вращающейся системы заряженных частиц также имеется аналогия с фазой Берри (1) и с фазой (4). Представляя действие S для частоты с зарядом q во внешнем поле, задаваемом 4-потенциалом $A_i = (\varphi, -\vec{A})$ в виде интеграла по синхронизированному времени от функции Лагранжа:

$$\begin{aligned} S &= \int\left(-mc\,ds - \frac{q}{c} A_i dx^i\right) = \int L\, d\tau = \\ &= \int\left[-mc^2\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} + \frac{q}{c}\left(A_\alpha - \varphi G_\alpha\right)v^\alpha - \frac{q\varphi}{\sqrt{1-\beta^2}}\right] d\tau , \end{aligned} \tag{5}$$

где $ds = \sqrt{1 - v^2/c^2}\,d\tau$ – интервал, m – масса частицы, $v^\alpha = dx^\alpha/d\tau$ – контрвариантные компоненты скорости частицы и $v^2 = \gamma_{\alpha\beta} v^\alpha v^\beta$, и вычисляя стандартным образом обобщенный импульс и функцию Гамильтона (с учетом правил скалярного умножения), получим:

$$P_\alpha = \frac{\partial L}{\partial v^\alpha} = \frac{m v_\alpha}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \frac{q}{c}\left(A_\alpha - \varphi G_\alpha\right) \tag{6}$$

и

$$\mathcal{H} = v^\alpha \frac{\partial L}{\partial v^\alpha} - L = \sqrt{m^2 c^4 + c^2\left(\vec{P} - \frac{q}{c}\vec{A} + \frac{q}{c}\varphi\vec{G}\right)^2} + \frac{q\varphi}{\sqrt{1-\beta^2}}, \tag{7}$$

которые отличаются от аналогичных выражений, полученных в инерциальных системах отсчета [4], наличием дополнительного члена в векторном потенциале эффективного поля $\vec{A}_{eff} = \vec{A} - \varphi\vec{G}$, индуцированного вращением (псевдополем), и множителем $(1-\beta^2)^{-1/2}$. Заметим, что в терминах напряженностей действующих на заряд полей влияние вращения можно также представить в виде:

$$\vec{D} = \frac{\vec{E}}{\sqrt{1-\beta^2}} - \vec{G} \times \vec{H}, \quad \vec{B} = \frac{\vec{H}}{\sqrt{1-\beta^2}} + \vec{G} \times \vec{E}, \tag{8}$$

где $\vec{E}$ и $\vec{H}$ – напряженности электрического и магнитного полей в отсутствии вращения [4]. На основе формул (8) в [6] предложены схемы устройств, позволяющие регистрировать вращение при помощи регистрации поперечных составляющих $\vec{D}$ или $\vec{B}$.

Из вида (6) и (7), в отличие от (8), непосредственно следует, что при квантовом описании частиц (в шредингеровском представлении) в гамильтониан вместо потенциала $\vec{A}$ должен входить потенциал $\vec{A}_{eff} = \vec{A} - \varphi\vec{G}$, поэтому геометрическая фаза ВФ частицы при обходе любого контура в пространстве с метрикой будет иметь вид суммы:

$$\Delta\theta = \Delta\theta_A - \Delta\theta_R = \frac{q}{\hbar}\oint_c A_\alpha\, dx^\alpha - \frac{q}{\hbar}\oint \varphi G_\alpha\, dx^\alpha, \tag{9}$$

где первый член соответствует изменению фазы ВФ в магнитном поле, что проявляется, например, в эффекте Ааронова-Бома [7] или в сверхпроводящих контурах [8], второй член соответствует геометрической фазе вращения, которая как и $\Delta\theta_S$ (4) имеет место в отсутствии магнитного поля. Для ее экспериментального наблюдения нужно также обеспечить условия для интерференции ВФ. В случае сверхпроводящего контура это достигается введением слабой связи – перехода Джозефсона, так как бездиссипативный ток перехода определяется разностью фаз ВФ основного состояния [8]:

$$j = j_c \sin\Delta\vartheta, \tag{10}$$

где j_c – критический ток перехода. Таким образом, использованный подход не только позволяет объяснить известные факты, но и указывает путь обнаружения новых.

В заключение рассмотрим простую схему устройства для регистрации геометрической фазы вращения на основе сквида в электрическом поле и оценим ее чувствительность к угловой скорости Ω. Для создания электрического поля вокруг сквида можно использовать сферический или цилиндрический конденсатор, центральный электрод которого совмещен с центром сквида. Тогда для геометрической фазы вращения при условии: $r \ll \rho$, $r \ll R$ и $\Omega\rho \ll c$, где r и R – радиусы внутреннего и внешнего электронов конденсатора, ρ – радиус сквида в плоскости вращения, получим:

$$\frac{\Delta\theta_R}{2\pi} = \frac{S_\perp \Omega U}{c\Phi_0}, \qquad (11)$$

где $S_\perp$ – площадь проекции сквида на плотность вращения, U – напряжение на конденсаторе, $\Phi_0 = \pi\hbar/e$ – квант потока магнитной индукции. Чувствительность такого устройства к Ω ограничивается чувствительностью сквидов к магнитному потоку и при использовании компенсации $\Delta\theta_R$ магнитным полем (первый член в (9)) может быть оценена величиной $\sim 10^{-4}$ (с·В·см^2)$^{-1}$, что для сквида площадью $\sim 10^{-1}$ см^2 при напряжении на конденсаторе ~ 1 В составляет $\sim 10^{-3}$ с$^{-1}$. При этом допускается возможность регулирования чувствительности напряжением на конденсаторе.

Список литературы

[1] Berry M.V. // Proc. Roy. Soc.: A. 1984. V. 392. P. 45.

[2] Виницкий С.И., Дербов В.Л., Дубовик В.М., Марковски Б.Л., Степановский Ю.П. // УФН. 1990. Т. 160. В. 6. С. 1–49.

[3] Журавлев В.Ф., Климов Д.М. Прикладные методы в теории колебаний. М.: Наука, 1988. 328 с.

[4] Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973. 504 с.

[5] Логунов А.А., Чугреев Ю.В. // УФН. 1988. Т. 156. В. 1. С. 91–143.

[6] Фатеев В.Ф. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 1. С. 91–94.

[7] Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. В. 6: Электродинамика. М.: Мир, 1966. 343 с.

[8] Ван Дузер Т., Тернер Ч.У. Физические основы сверхпроводниковых устройств и цепей. М.: Радио и связь, 1984. 344 с.

Поступило в Редакцию
4 января 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 5 12 марта 1991 г.

05.1; 05.3

РАСПАД РАСТВОРОВ ПОД ОБЛУЧЕНИЕМ И РАДИАЦИОННОЕ РАСПУХАНИЕ

Ю.В. Трушин

Облучение твердых растворов быстрыми ионами может стимулировать распад таких растворов с выпадением выделений вторичной фазы. Такой распад называют радиационно-индуцированным [1]. Как показали эксперименты по композициям разного состава [2–5], а также теоретические расчеты [6–9], радиационно-индуцированный распад может быть тем физическим процессом, который способствует снижению радиационного повреждения твердых растворов и, в частности, радиационного распухания.

Покажем это на примере двухкомпонентного твердого раствора, облучаемого жестким излучением. Формирующиеся при распаде выделения вторичной фазы проходят две основные стадии [1]: **когерентных предвыделений и обособившихся выделений. Наиболее интересной с точки зрения снижения радиационного распухания является первая стадия** [6].

Пусть когерентные предвыделения выпадают радиусом R_p с деформацией внутри них $\varepsilon_I > 0$, т.е. распад идет с положительным объемным эффектом. Пренебрегая упругой анизотропией (и анизотропией формы выделений), примем, что внутренние напряжения в сжатых выделениях σ_p^I и в растянутой матрице σ_p^{II} постоянны [10, 11] и $Sp\,\sigma_p^I > 0$, $Sp\,\sigma_p^{II} < 0$, причем в среднем по объему выполняется условие равновесия

$$\upsilon_p\, Sp\,\sigma_p^I + (1-\upsilon_p)\, Sp\,\sigma_p^{II} = 0, \qquad (1)$$

где υ_p – объемная доля предвыделений.

Пока в ходе распада твердого раствора не произошла потеря когерентности на поверхности предвыделений, вокруг них имеются также значительные касательные напряжения. Роль внутренних напряжений характеризуется следующими особенностями: а) локальные