

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Ордена Ленина Сибирское отделение
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

С.А. Никитин

РАСЧЕТ ДЕПОЛЯРИЗАТОРА
С ПОПЕРЕЧНЫМ ПОЛЕМ
ДЛЯ ПРЕЦИЗИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
НА ВЭПП-4М

ИЯФ 2005-54

НОВОСИБИРСК
2005

Расчет деполяризатора с поперечным полем для прецизионных экспериментов на ВЭПП-4М

С.А. Никитин

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера, 630090, Новосибирск, РФ

Аннотация

В настоящей работе обсуждены требования на физические параметры процесса резонансной деполяризации применительно к условиям накопителя ВЭПП-4М. Проведено сравнение двух известных способов РД, отличающихся по сценарию управления частотой деполяризатора. Рассмотрены условия эксперимента по "сверхтонкому" сканированию частоты деполяризатора, в котором становится возможным наблюдение собственной ширины линии спинового резонанса, определяемой разбросом траекторий частиц в пучке. Рассчитана функция спинового отклика для деполяризатора ВЭПП-4М на ТЕМ волне. Проведены расчеты скорости преднамеренной деполяризации с учетом модуляции спиновой частоты синхротронными колебаниями и пульсациями магнитного поля.

Depolarizer calculation with cross-section field for the precision experiments at the VEPP-4M

S.A. Nikitin

Abstract

In the present paper the requirements for the physical parameters of the process of resonant depolarization (RD) are discussed as applied to the conditions at VEPP-4M storage ring. The comparison of two known techniques of RD realization differing in a scenario of the depolarizer frequency control is carried out. We consider conditions of the experiment on "super-fine" scanning of the depolarizer frequency, in which an observation of the intrinsic spin line width determined by the particle trajectory spread in a beam becomes possible. The spin response function for the TEM-wave-based depolarizer at VEPP-4M is calculated. Calculation of the intentional depolarization is performed taking into account the spin frequency modulation by synchrotron oscillations and the magnetic field ripple.

© *Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН*

1 Введение

На коллайдере ВЭПП-4М с детектором КЕДР, начиная с 2002г., проводятся высокоточные эксперименты по измерению масс частиц в области энергий пучка до 2 ГэВ с использованием метода резонансной деполяризации (РД) [1]. К настоящему времени точность в определении массы J/Ψ и Ψ' частиц улучшена в несколько раз по сравнению со средней мировой [2]. Начато измерение массы тау-лептона на пороге его рождения [3]. Изучается возможность прецизионного сравнения частот спиновой прецессии электрона и позитрона.

Необходимым инструментом в этих экспериментах служит деполяризатор – устройство для преднамеренной резонансной деполяризации пучка за счет воздействия на него внешним переменным электромагнитным полем, которое поворачивает вектор спина так, что уменьшает его проекцию на динамически устойчивое направление поляризации в накопителе. В качестве внешнего резонансного поля может выступать, например, переменное продольное магнитное поле или распространяющаяся навстречу пучку ТЕМ волна, в которой вектор магнитного поля направлен поперек вектора поляризации пучка (в релятивистском случае действие на спин магнитного поля волны удваивается за счет её электрической компоненты). На ВЭПП-4М РД осуществляется при помощи пары размещенных в вакуумной камере и разнесенных по вертикали проводящих пластин, согласованно подключенных к ВЧ генератору с перестраиваемой частотой (деполяризатор на ТЕМ-волне).

Время релаксации поляризации (τ_r) определяется соотношением [4]

$$\frac{1}{\tau_r} = \frac{1}{\tau_d} + \frac{1}{\tau_p},$$

где τ_p – время установления равновесной степени радиационной по-

ляризации (с учетом деполаризующих эффектов излучения из-за погрешностей магнитной системы), а τ_d – время преднамеренной деполаризации. Условие полной деполаризации $\tau_d \ll \tau_p$, откуда следует $\tau_r \approx \tau_d$. Деполаризация происходит, когда угловая частота внешнего электромагнитного поля ω_d настроена в резонанс с частотой прецессии спина, что приводит к разрушению поляризации. В этот момент в показаниях поляриметра наблюдается так называемый "деполаризационный скачок". Условие резонанса

$$\omega_d \pm \omega_s = (k + \epsilon)\omega_0, \quad (1)$$

где $\omega_0 = 2\pi f_0$ – угловая частота вращения частиц в синхротроне, k – целое, $\epsilon(t) \ll 1$ – изменяющаяся во времени (t) отстройка от резонанса. Эффективность (параметр τ_d^{-1}) деполаризатора зависит от его спектральной характеристики и мощности, условий пересечения и ширины спинового резонанса. Важным фактором для деполаризатора с поперечным полем является спиновый "отклик" от возбуждаемых им колебаний частицы в фокусирующей структуре накопителя [5]. Этот "отклик" может как усиливать, так и ослаблять прямое действие поля деполаризатора на спин.

Угловую частоту спиновой прецессии ω_s удобно определить в координатном базисе, связанном с направлением скорости частицы: $\omega_s = \nu\omega_0$, $\nu = \gamma\mu'/\mu_0$, γ – релятивистский фактор, μ'/μ_0 – отношение аномальной и нормальной частей магнитного момента электрона. Вследствие разброса энергии частиц в пучке возникает так называемый мгновенный разброс спиновых частот σ_ν [5]. Кроме того, имеется еще одна характеристика распределения спиновых частот в пучке – собственная ширина спиновой линии ($\varepsilon_\nu \ll \sigma_\nu$), которая отвечает усреднению по синхротронным и бетатронным колебаниям и может быть при этом отлична от нуля из-за нелинейных эффектов. Процесс вынужденной резонансной деполаризации занимает много времени по сравнению с периодами орбитального движения, что позволяет рассматривать спектр спиновых частот в измерениях, как близкий к линейчатому. Одновременно это объясняет, почему спиновую частоту можно измерить с ошибкой, много меньше мгновенного разброса σ_ν .

Спектр спиновых частот с учетом модуляции спинового движения орбитальным состоит из основной и боковых линий, отстоящих от основной на расстояние, кратное частотам синхротронных (ν_γ) и бетатронных колебаний. Боковой резонанс проявляется тем заметнее, чем выше индекс модуляции (отношение амплитуды к частоте модуляции). Бетатронные частоты (их нецелая часть, если выражать в единицах частоты обращения) более, чем на порядок, превышают синхротронную частоту, следовательно, индекс бетатронной модуляции намного меньше. Поэтому при рассмотрении внешних спиновых резонансов, связанных с действием деполяризатора, главное внимание уделяется резонансам вида: $\nu_d \pm \nu + l\nu_\gamma = k$ ($l = 0, \pm 1 \pm 2, \dots, \nu_d = \omega_d/\omega_0$). Деполяризация на боковом резонансе дает систематическую ошибку в определении частоты прецессии в зависимости от номера порядка l . Подобные помехи измерению спиновой частоты могут оказывать также боковые резонансы, вызванные регулярными низкочастотными пульсациями ведущего поля.

При сканировании частоты деполяризатора, имеющего ширину линии меньше частоты модуляции (ν_γ), возможно независимое прохождение модуляционных внешних спиновых резонансов. Это имеет место даже в случае $\sigma_\nu \gg \nu_\gamma$, если пересечение данных резонансов за счет модуляции является коррелированным по фазам спиновой прецессии в пучке [1]. Характерное время взаимодействия деполяризатора с изолированным резонансом есть время разрушения поляризации τ_d . Соответствующее уширение линии в спиновом спектре составит величину порядка $1/\tau_d$. Параметр τ_d описывает не только эффективность деполяризатора, но и определяет собой некий предел разрешающей способности метода, если вклады от прочих источников уширения малы.

В настоящей работе обсуждены требования на физические параметры процесса резонансной деполяризации применительно к условиям ВЭПП-4М. Проведено сравнение двух известных способов РД, отличающихся по сценарию управления частотой деполяризатора. Рассмотрены условия эксперимента по "сверхтонкому" сканированию частоты деполяризатора, в котором становится

ся возможным наблюдением собственной ширины линии спинового резонанса, определяемой разбросом траекторий частиц в пучке. Рассчитана функция спинового отклика для деполяризатора на ВЭПП-4М, влияющая на его эффективность. Проведены расчеты времени τ_d с учетом модуляции спиновой частоты синхротронными колебаниями и пульсациями магнитного поля.

2 Два способа резонансной деполяризации внешним полем

На практике сложились два основных, следующих из теории резонансной спиновой диффузии [1, 4, 5, 6, 7, 8], но несколько различающихся между собой, способа преднамеренной деполяризации пучка в электрон-позитронном накопителе. В одном способе отстройка ϵ меняется монотонно ($\dot{\epsilon} \approx const$). В другом - величина отстройки в среднем испытывает дрейф и одновременно либо модулируется на низкой частоте f_m порядка нескольких Гц и с амплитудой $\delta\epsilon$, которая связана со скоростью дрейфа ($\langle \dot{\epsilon} \rangle$), либо с помощью методов статистического моделирования случайным образом перераспределяется в заданном интервале шириной $\sim 2\delta\epsilon$ (цифровое управление частотой). С уменьшением амплитуды $\delta\epsilon$ до минимально возможного шага перестройки частоты деполяризатора или до величины её естественного шумового разброса ($\delta\omega_d \ll \omega_d$) указанные способы становятся физически неразличимыми.

2.1 Метод однократного пересечения резонанса

Первый способ применялся в разное время на установке ВЭПП-2М с использованием продольного поля в экспериментах по калибровке масс частиц, а также в эксперименте по сравнению аномальных магнитных моментов электрона и позитрона [11, 12]. Деполяризация достигается при пересечении спинового резонанса (1) со скоростью [6]

$$\dot{\epsilon} \sim |w_k|^2 \omega_0. \quad (2)$$

Величина w_k является амплитудой резонансной гармоники вносимого возмущения, которая в случае деполяризатора с продольным магнитным полем $H_{||} = \hat{H}_{||} \cos \omega_d t$ равна

$$|w_k| \approx \frac{\hat{H}_{||} l_d}{\pi \langle HR \rangle},$$

l_d – длина участка орбиты с продольным полем, $\langle HR \rangle$ – магнитная жесткость. Отметим, что условие $\dot{\epsilon} \gg |w_k|^2 \omega_0$ отвечает быстрому пересечению резонанса, которое не вызывает заметного изменения степени поляризации. Выполнение обратного условия $\dot{\epsilon} \ll |w_k|^2 \omega_0$ может привести к адиабатическому перевороту спинов, если одновременно $\dot{\epsilon} \gg \varepsilon_\nu^2 \omega_0$. Здесь $\varepsilon_\nu \equiv \delta\nu$ ($\ll |w_k|$) представляет уширение линии спиновой частоты в пучке, например, за счет нелинейности ведущего поля [9].

2.2 Метод последовательных некоррелированных быстрых пересечений

Несколько иной способ получил развитие на ВЭПП-4, а затем на ВЭПП-4М. Пусть частота поля деполяризатора меняется по закону

$$\omega_d = \bar{\omega}_d + \epsilon_{max} \cos 2\pi f_m t,$$

где $\epsilon_{max} = 2\pi \Delta f_d$ – глубина модуляции, а f_m её частота или, в общем случае, обратный период девиации частоты деполяризатора, производимой, например, по "пилообразному" закону. Если $|\epsilon| < \epsilon_m$, происходит периодическое пересечение спинового резонанса (1). Характерное время деполяризации слабо зависит от частоты пересечения резонанса и дается выражением [6, 7]

$$\tau_d \sim \frac{\epsilon_{max}}{(2\pi |w_k| f_0)^2}. \quad (3)$$

Границы применимости (3) определяются следующими условиями [5].

1. Прохождение резонанса является быстрым:

$$\dot{\epsilon} \gg |w_k|^2 \omega_0, \quad (4)$$

По другому это условие выглядит как

$$f_m \tau_d \gg 1.$$

2. Некоррелированность прохождений резонанса вследствие либо квантовых флуктуаций при движении частицы в ведущем поле накопителя:

$$\nu^2 \geq \frac{\tau_{p0} f_m^3}{f_0^2}, \quad (5)$$

либо шумового разброса частоты деполяризатора δf_d :

$$\delta f_d > f_m.$$

Здесь τ_p – расчетное время радиационной поляризации на данной энергии без учета влияния деполяризующих факторов, f_0 – частота обращения.

Практически, условие некоррелированности прохождений на ВЭПП-4М всегда выполнено за счет квантовых флуктуаций. В случае, когда ширина спиновой линии намного меньше полосы деполяризатора ($\epsilon_\nu f_0 \ll \Delta f$), условие быстроты зависит от параметров деполяризатора. Например, если расчетное время вынужденной деполяризации $\tau_d \sim 10$ сек и более, то как показали эксперименты, достаточно обеспечить $f_m \geq 5$ Гц.

Если модуляция отсутствует, но частота прецессии попадает внутрь шумовой полосы деполяризатора ($\max \{|\epsilon|, \epsilon_\nu\} < \delta f_d / f_0$), то скорость деполяризации также может быть вычислена по формуле (3), где в этом случае $\epsilon_{max} = \pi \delta f_d$. Основываясь на том, что шум эквивалентен случайным "блужданиям" фазы поля деполяризатора, можно оценить эффективную частоту пересечений резонанса как обратное время формирования шумового спектра $\sim \delta f_d$. Скорость пересечения резонанса $\sim (\delta f_d)^2$. Соответствующее условие некоррелированности в практически интересных случаях выполняется с большим запасом:

$$\nu^2 \gg \frac{\tau_{p0} (\delta f_d)^3}{f_0^2}.$$

Формулу (3), описывающую эффект последовательности быстрых некоррелированных пересечений, можно трактовать по иному как условие деполяризации за один проход (см. формулу (2)), если считать за среднюю скорость пересечения величину $\langle \dot{\epsilon} \rangle \sim \epsilon_{max}/\tau_d$. При анализе погрешности определения частоты деполяризации в обоих способах сканирования необходимо учитывать неопределенность в значении частоты деполяризатора δf , которая связана со средней скоростью её перестройки $\langle \dot{f}_d \rangle$:¹

$$\delta f \sim \sqrt{\langle \dot{f}_d \rangle}.$$

С использованием синтезатора частоты [10] поиск резонансной спиновой частоты на ВЭПП-4М осуществляется путем дискретного сканирования: $f_d^{(i+1)} = f_d^{(i)} + \Delta f_d$. После задания очередного значения частоты $f_d^{(i)}$ включается процесс её девиации с амплитудой Δf_d в течение времени $T_{scan} \sim \tau_d$. Если T_{scan} меньше времени, необходимого для полной деполяризации пучка, то можно наблюдать процесс спиновой релаксации в нескольких последовательных точках по частоте f_d . Если собственная ширина линии спиновой частоты меньше шага, то число таких точек не более 3-х. Например, это возможно, если синтезатор перестраивает частоту с дискретой в 10 Гц и такой же амплитудой девиации Δf_d , что эквивалентно относительному шагу по шкале спиновых частот $3 \cdot 10^{-6}$. Если $T_{scan} \gg \tau_d$, то процесс резонансной деполяризации можно наблюдать по большой, ограниченной только временем жизни пучка, последовательности точек $\{f_d^{(i)}\}$, как, например, в экспериментах [15] по изучению резонансной спиновой диффузии на ВЭПП-4.

В связи с тем, что ширина линии самого деполяризатора известна лишь по порядку величины, важно отметить преимущество принудительного (контролируемого) уширения этой линии в тех случаях, когда требуется обеспечить скорость деполяризации на

¹На существование в радиотехнике такого способа оценки δf автору указал А. Полуин. За время δt частота перестраивается на величину $\delta f = \langle \dot{f} \rangle \delta t$. Из соотношения неопределенности следует $\delta f \sim 1/\delta t$. Вместе это дает приведенную оценку.

минимальном уровне. Как будет показано ниже, эта мера оправдана для избежания возможности деполяризовать пучок на паразитных боковых резонансах при слишком большой спектральной плотности мощности деполяризатора.

Если уширение линии деполяризатора не производится, то при достаточно медленном сканировании ($\Delta f_d \gg \sqrt{\langle \dot{f}_d \rangle}$) величина дискреты синтезатора задает предельную точность абсолютного определения частоты деполяризации, но не самой частоты прецессии или энергии частиц в общем случае. Это объясняется наличием конечной ширины в распределении спиновых частот, отвечающем усреднению по бетатронным и фазовым колебаниям.

2.3 Влияние конечной ширины спиновой линии

В недавних экспериментах на ВЭПП-4М по прецизионному измерению масс J/Ψ и Ψ' частиц применялся синтезатор с дискретой 1 Гц, что обеспечило рекордную точность калибровок энергии пучка $\sim 10^{-6}$ [2]. Шаг сканирования задавался равным $\Delta f = 2$ Гц, или в единицах энергии около 1 кэВ. Оценка ширины спиновой линии в пучке на энергии 1.8 ГэВ равна

$$\frac{\varepsilon_\nu}{\nu} \approx \sqrt{\frac{\alpha}{2} \sigma_\gamma^2 + \langle H''(\sigma_{x\beta}^2 + \sigma_{x\gamma}^2) \rangle} \approx 5 \cdot 10^{-7},$$

или ~ 1 кэВ в единицах энергии. Здесь $H'' = \partial^2 H / \partial x^2$ – квадратичная нелинейность в единицах среднего поля; $\alpha = 0.016$ – коэффициент уплотнения орбит; $\sigma_{x\beta}$, $\sigma_{x\gamma}$ – соответственно бетатронная и синхротронная часть радиального размера пучка; угловые скобки означают усреднение по азимуту накопителя. Вкладом первого слагаемого ($\sim 10^{-9}$) под знаком корня можно пренебречь.

В настоящее время на ВЭПП-4М проводятся эксперименты по "сверхтонкому" сканированию частоты деполяризатора с шагом $3 \cdot 10^{-9} - 10^{-8}$ от спиновой частоты, что намного меньше самой ширины спиновой линии. По оценкам разработчиков синтезатора его собственная ширина линии существенно меньше 10^{-2} Гц. При

шаге сканирования 10^{-2} Гц (5 эВ) таких шагов на ширине спиновой линии $2\varepsilon_\nu$ укладывается около 400. Повышение точности в определении частоты деполяризации требует обязательного учета конечной ширины спиновой линии.

Кинетическое соотношение для скорости резонансной деполяризации в случае, когда ширина частотной линии деполяризатора сравнивается с шириной спиновой линии, или становится много меньше по сравнению с ней, отличается от (3). Если выполнено условие

$$\omega_0|w_k|^2 \ll \varepsilon_\nu \Lambda, \quad (6)$$

где Λ – декремент радиационного затухания (на ВЭПП-4М порядка 10^{-1} сек $^{-1}$), то быстрое пересечение резонанса происходит в результате диффузии энергии (спиновой частоты). При достаточно малой амплитуде w_k , или соответственно, большом времени нахождения частотной линии деполяризатора внутри распределения спиновых частот, число пересечений резонанса каждой частицей пучка велико. Учитывая, что дрейф фазы прецессии спина за время Λ^{-1} достигает величины порядка единицы:

$$\nu^2 \geq \frac{\tau_{p0}\Lambda^3}{f_0^2},$$

(см. условие некоррелированности (5)), можно воспользоваться теорией быстрых некоррелированных пересечений и записать скорость деполяризации в виде [13]:

$$\tau_d^{-1} \approx \frac{\omega_0|w_k|^2}{\varepsilon_\nu}. \quad (7)$$

В эксперименте по "сверхтонкому" сканированию его средняя скорость составляет 5 эВ/сек ($2\pi \cdot 10^{-2}$ Гц/сек) при амплитуде гармоника $|w_k| \approx 3.4 \cdot 10^{-8}$. Линия деполяризатора уширена до ± 5 эВ. Формально это соответствует выполнению условия $\dot{\varepsilon} \sim \omega_0^2|w_k|^2$, которое означает в данном случае, что на совмещенном с линией деполяризатора интервале аргумента функции распределения по спиновой частоте протяженностью 10 эВ частицы могут деполяризоваться за характерное время ~ 1 сек. На самом деле, скорость

пересечения резонанса намного больше, поскольку определяется скоростью диффузии резонансной отстройки и составляет по порядку величины $\dot{\epsilon} \sim \epsilon_\nu \Lambda^{-1}$. Вычисленное по формуле (7) время деполяризации для указанных условий "супертонкого" сканирования составляет $\tau_d \approx 340$ секунд.² В этой оценке для простоты считается, что линия деполяризатора совпадает с центральной частотой спинового распределения. В более точном подходе необходимо принять во внимание их относительное перемещение во времени при сканировании. Распределение по частоте спиновой прецессии формируется за характерное время $\Lambda^{-1} \ll \tau_d$. Сканирование области частот шириной $\sim \epsilon_\nu$ со скоростью 5 эВ/сек занимает около $\Delta t \sim 200$ секунд. Время сканирования и время деполяризации близки по значениям, поэтому, наблюдая процесс релаксации поляризации, можно оценить ширину спиновой линии.

3 Время деполяризации в поле ТЕМ волны

Пусть магнитное поле волны, распространяющейся навстречу релятивистскому пучку, меняется по закону $H_x = H_0 \cos \omega dt$. Соответствующая амплитуда резонансной спиновой гармоники даётся выражением (l_d длина пластин, \overline{HR} – магнитная жесткость):

$$|w_k| = \frac{\nu H_0 l_d |F^\nu|}{2\pi \overline{HR}}. \quad (8)$$

Учтено, что полная амплитуда поля, поворачивающего спин, равна $2H_0$ за счет вертикального электрического поля волны. Характерная скорость деполяризации для случая последовательных быстрых пересечений резонанса в согласии с (3) равна

$$\tau_d^{-1} \approx \frac{2\pi |w_k|^2 f_0^2}{\Delta f} = \frac{(q' H_0 l_d f_0)^2}{2\pi c^2 \Delta f_d} |F^\nu|^2 = 8.2 \cdot 10^{-19} \cdot \left(\frac{U l_d f_0}{d}\right)^2 \cdot \frac{|F^\nu|^2}{\Delta f_d}. \quad (9)$$

²Поляриметр [14], работающий на эффекте внутрисгусткового рассеяния, покажет при этом в два раза меньшее время релаксации скорости счета тушековских электронов (~ 170 сек), так как сечение процесса квадратично зависит от поляризации.

Здесь $q' = 1.2 \cdot 10^{-3} e / (m_e c)$ – аномальная часть гиромангнитного отношения электрона; длина пластин l_d и величина зазора между ними по вертикали d даны в см; U – амплитуда напряжения между пластинами (Вольт); Δf_d – амплитуда девиации частоты деполяризатора (минимум величины $2\Delta f_d$ равен ширине линии, определяемой собственными шумами генератора, если девиация не осуществляется). Фактор $|F^\nu|^2$ – квадрат модуля функции спинового отклика [5], учитывающей интегральный деполяризующий эффект вертикальных колебаний частицы в кольце накопителя, возбуждаемых полем ТЕМ-волны:

$$F^\nu(\theta) = \frac{\nu}{2} e^{i\nu\theta} \left[\overline{f_z} \int_{-\infty}^{\theta} \overline{f'_z} \mathcal{K} e^{-i\nu\phi} d\theta' - \overline{f'_z} \int_{-\infty}^{\theta} f_z \mathcal{K} e^{-i\nu\phi} d\theta' \right].$$

Здесь $f_z e^{-i\nu_z\theta}$ – функция Флоке (ν_z – частота вертикальных бетатронных колебаний), ν – частота прецессии спина в единицах частоты обращения, \mathcal{K} – мгновенная кривизна в единицах обратного среднего радиуса накопителя, ϕ – угол поворота равновесной частицы в ведущем поле

$$\phi(\theta) = \int_0^{\theta} \mathcal{K} d\theta.$$

Функция F^ν зависит от энергии, вида магнитной структуры и меняется с азимутом, имея период, равный суперпериоду ускорителя. На Рис.1 построена зависимость $|F^\nu|$ от азимута для ВЭПП-4М на энергии $E = 1843$ МэВ. Для деполяризатора с поперечным полем время τ_d зависит от энергии только через величину $|F^\nu|^2$. Эта зависимость от энергии не носит монотонный характер.

Кроме того, $|F^\nu|^2$ растет с приближением к спиновым резонансам с частотой вертикальных бетатронных колебаний (ν_z) вида $\nu \pm \nu_z = mk$, где m – число магнитных суперпериодов (для

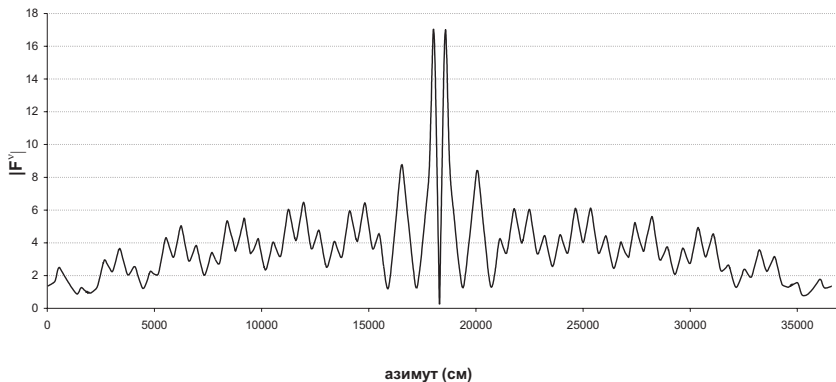


Рис. 1: Вид функции спинового отклика по кольцу ВЭПП-4М на энергии 1843 МэВ. Зависимость симметрична относительно места встречи.

ВЭПП-4М $m = 1$).³ Для сравнения заметим, что эффективность деполяризатора с переменным продольным магнитным полем обратно пропорциональна квадрату энергии и не определяется фактором $|F^\nu|$, который в данном случае можно считать тождественно равным единице.

В таблице 1 приведены расчетные данные о скорости преднамеренной деполяризации для трех вариантов использования реально имеющихся на ВЭПП-4М пластин: размещенные в техническом промежутке пластины кикера для воздействия на пучок в системе подавления вертикальных колебаний (система обратной связи); пластины разведения, расположенные около линзы NEL3 в экспериментальном промежутке; штатные пластины поляриметра смонтированные вместе с тушековскими счетчиками на участке вакуумной камеры в техническом промежутке рядом с резонатором N6. Каждое в таблице значение напряжения на пластинах (U) является

³Первый расчет F^ν для накопителя с жесткой фокусировкой выполнен в [15]. Данные расчета F^ν были использованы в эксперименте по изучению резонансной спиновой диффузии [16, 17].

номинальным для осуществления практически полной деполяризации пучка, если при дискретном сканировании $T_{scan} > (2 \div 3)t_d$.

Из таблицы 1 видно, что эффективность деполяризатора с поперечным полем в области порога рождения тау-лептона (1780 МэВ) в вариантах N1 и N3 существенно снижена ($|F^\nu|^2 \ll 1$) по сравнению с теми же вариантами в области J/Psi или Psi' ($|F^\nu|^2 \gg 1$).

Таблица 1. Параметры деполяризатора на встречной ТЕМ волне в различных вариантах.

№	Размещение	E , МэВ	$ F^\nu ^2$	l_d , мм	d , мм	U , Вольт	Δf_d , Гц	$ w_k $	τ_d , сек
1	кикер в техн. пром.	1548	132			20		8.5e-7	3
		1780	0.03	830	80	400	10	2.6e-7	35
		1843	2.25			100		5.5e-7	8
2	NEL3	1548	90			20		5.0e-7	9
		1780	32	300	40	20	10	3.0e-7	26
		1843	60			20		4.2e-7	14
3	резонатор N6	1548	72			20		8.0e-7	4
		1780	0.07	830	65	200	10	2.4e-7	40
		1843	0.64			100		3.7e-7	17

Альтернативой в экспериментах с тау-лептоном являются пластины, расположенные в экспериментальном промежутке (вариант N2 в таблице 1).⁴ На Рис.2 построена зависимость фактора $|F^\nu|^2$ от энергии пучка в области 1770 ÷ 1980 МэВ, (в неё попадают значения, отвечающие порогу рождения тау-лептона, а также Psi'- и Psi''-пикам) для варианта размещения деполяризатора в экспериментальном промежутке около линзы *NEL3*. Быстрый рост фактора у верхней границы области объясняется приближением к "внутреннему" спиновому резонансу $\nu + \nu_z = 12$. Еще одна особенность приведенной зависимости – горб – определяется особым

⁴В настоящее время в области тау-порога и Psi', Psi'' пиков используется именно вариант N2 из Таб.1, который был предложен на основе приводимых в работе данных.

сочетанием набегов фаз спиновой прецессии и вертикальных бетатронных колебаний на азимуте деполяризатора вблизи 1930 МэВ.

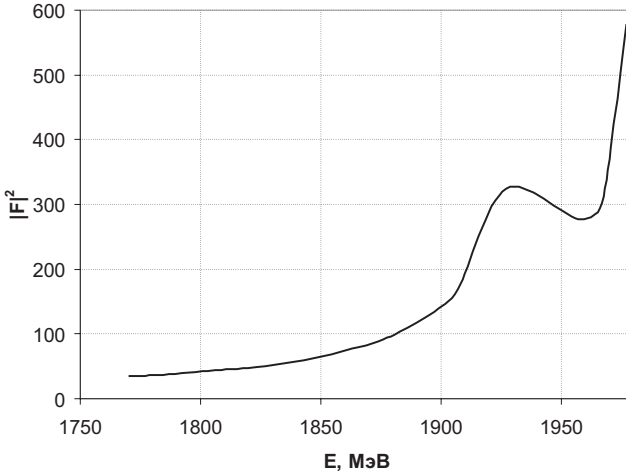


Рис. 2: Фактор усиления деполяризатора за счет вертикальных бетатронных колебания ($\nu_z = 7.576$) в зависимости от энергии.

При симметричном подключении пластин к ВЧ генератору, когда по одной из них сигнал распространяется в одну сторону, а по другой – в противоположную, возникает структура, подобная стоячей волне. Такое подключение необходимо для проведения одновременной калибровки энергии электронного и позитронного пучков в коллайдере с общей для обоих пучков вакуумной камерой. В этом случае на каждый из пучков действует только одна компонента соответствующей встречной волны - электрическая. Чтобы воспользоваться Таб.1, нужно приводимое для данного напряжения U значение амплитуды гармоники $|w_k|$ поделить на 2, а значение времени деполяризации умножить на 4 ($|w_k| \rightarrow |w_k|/2$, $\tau_d \rightarrow 4 \cdot \tau_d$).

Таб.1 дает возможность рассчитать параметры так называемой "частичной"преднамеренной деполяризации. Такая деполяризация применяется к одному и тому же поляризованному пучку в серии последовательных сканирований частоты деполяризатора. Например, два сканирования с изменением направления (вверх и вниз по

частотной шкале) позволяют уменьшить систематическую ошибку в измеренной частоте прецессии. Полный деполяризационный скачок при использовании тушековского поляриметра пропорционален квадрату исходной степени поляризации пучка P_0 : $\Delta = kP_0^2$. Два скачка с промежуточной степенью поляризации P_1 описываются системой уравнений: $\Delta_1 = k(P_0^2 - P_1^2)$ и $\Delta_2 = kP_1^2$. Для обеспечения равных скачков ($\Delta_1 = \Delta_2$) в первом сканировании степень поляризации должна упасть в $\sqrt{2}$ раза. Иначе, показатель экспоненты $\exp(-\Delta t/\tau_d)$ равен в этом случае $\Delta t/\tau_d = 0.346$, где Δt – промежуток времени, в течение которого при дискретном сканировании спиновая линия находится в частотной полосе деполяризатора. Обозначим через $\tau_d(0)$ расчетное время "полной" деполяризации, для которой скорость сканирования выбрана так, что $\Delta t/\tau_d(0) \approx 2$. Ясно, что уменьшить показатель экспоненты в $2 : 0.346 = 5.8$ раз, не изменяя скорость сканирования, можно за счет увеличения расчетного времени деполяризации для первого скачка: $\tau_d(1) = 5.8\tau_d(0)$. Для этого достаточно понизить напряжение деполяризатора в $\sqrt{5.8} = 2.4$ раза по сравнению с режимом "полной" деполяризации. Во втором сканировании напряжение, в принципе, должно отвечать параметру $\tau_d(0)$.

4 Модуляционные спиновые резонансы

4.1 Синхротронные колебания

Из-за энергетического разброса в пучке частота прецессии модулируется синхротронными колебаниями с частотой ν_γ : $\nu = \bar{\nu} + \Delta \cos \psi_\gamma$. Здесь ψ_γ – фаза колебаний с частотой $\psi'_\gamma = \nu_\gamma$, $\Delta = \bar{\nu} \delta \gamma / \gamma$ – амплитуда модуляции спиновой частоты. Поэтому при сканировании частоты деполяризатора деполяризация пучка может в общем случае происходить на модуляционных резонансах

$$\nu + l\nu_\gamma \pm \nu_d = k, \quad (10)$$

l, k – целые. Мгновенный разброс спиновых частот в пучке определяется соотношением $\sigma_\nu^2 = 2\nu^2 \sigma_\gamma^2$ [], σ_γ – относительный разброс

энергии (разброс спиновых частот σ_ν следует отличать от ширины линии спиновой частоты ε_ν). В области Psi'-пика (1.85 ГэВ) и порога рождения тау-лептона (1.78 ГэВ) разброс спиновых частот на ВЭПП-4М $\sigma_\nu \sim 3 \cdot 10^{-3}$ не перекрывает расстояние $\nu_\gamma \approx 0.01$ до первого модуляционного резонанса ($l = 1$). Поэтому эти резонансы можно рассматривать как изолированные. Тот же вывод следует, если пересечения модуляционных резонансов из-за синхротронных колебаний происходят коррелированно:

$$\nu^2/\nu_\gamma^3 \ll \tau_p f_0. \quad (11)$$

С учетом частотной модуляции резонансное возмущение описывается комплексной величиной $w_k \exp[-i(\Delta/\nu_\gamma) \sin \psi_\gamma]$, где модуль гармоники w_k в случае встречной ГЕМ-волны находится из (4). Это возмущение раскладывается в ряд Фурье:

$$w_k \exp \left[-i \left(\frac{\Delta}{\nu_\gamma} \right) \sin \psi_\gamma \right] = w_k \sum_{l=-\infty}^{+\infty} J_l \left(\frac{\Delta}{\nu_\gamma} \right) \exp(-il\psi_\gamma), \quad (12)$$

Используя (5,8), получим выражение для скорости деполяризации на отдельном модуляционном резонансе (10)

$$\frac{1}{\tau_d^{(l)}} = \frac{1}{\tau_d} \overline{J_l^2 \left(\frac{\Delta}{\nu_\gamma} \right)}, \quad (13)$$

J_l – функция Бесселя l -порядка. Величина τ_d в (13) отвечает времени деполяризации (11) без учета модуляции. Черта над выражением означает усреднение по ансамблю частиц в пучке []:

$$\overline{J_l^2 \left(\frac{\Delta}{\nu_\gamma} \right)} = I_l \left(\frac{\sigma_\nu^2}{\nu_\gamma^2} \right) \exp \left(-\frac{\sigma_\nu^2}{\nu_\gamma^2} \right), \quad (14)$$

I_l – модифицированная функция Бесселя. Из-малой величины аргумента функции Бесселя $\tau_d \approx \tau_d^{(0)}$. Отношение скорости деполяризации на 1-ом боковом резонансе ($l = 1$), отстоящем от основного на частоту ν_γ , к скорости на основном ($l = 0$) составляет

$$\frac{\tau_d^{(0)}}{\tau_d^{(1)}} = I_1 \left(\frac{\sigma_\nu^2}{\nu_\gamma^2} \right) / I_0 \left(\frac{\sigma_\nu^2}{\nu_\gamma^2} \right).$$

На ВЭПП-4М при $E = 1.85$ ГэВ это отношение равно примерно 0.02. Таким образом, деполяризация на первом боком резонансе возможна при условии, что амплитуда поля деполяризатора превысит расчётную для основного резонанса в $\sqrt{50} \approx 7$ раз. Соответствующая систематическая ошибка в калибровке энергии при этом равна $\Delta E = \pm 440.65\nu_\gamma \approx \pm 4.4$ МэВ (знак зависит от положения бокового резонанса).

4.2 Регулярные пульсации ведущего поля

Пусть происходят периодические пульсации ведущего поля H по закону

$$H = H_0 + \Delta H \cos \nu_H \theta,$$

где ΔH – амплитуда и ν_H – частота пульсаций (например, это частоты, используемые в источниках тока для обмоток магнитов: 50 Гц, 100 Гц, 300 Гц...). При этом частота прецессии меняется как

$$\nu = \bar{\nu} + \Delta \cos \nu_H \theta,$$

$\Delta = \nu \Delta H / H$. Поэтому в общем случае деполяризация возможна на резонансах вида

$$\nu + l\nu_H \pm \nu_d = k. \quad (15)$$

Так как частоты модуляции низкие, то разброс спиновых частот перекрывает модуляционные резонансы, отстоящие от основного на расстояние $l\nu_H$: $\sigma_\gamma \gg \nu_H$. Поэтому периодическое пересечение этих резонансов возможно и за счет синхротронных колебаний с частотой ν_γ . Вкладом этих пересечений в диффузию спинов можно пренебречь, если выполнено условие их коррелированности (7). На ВЭПП-4М ($\nu_\gamma \approx 0.01$, $f_0 = 819$ кГц, на энергии 1.85 ГэВ ($\nu \approx 4.2$, расчетное время поляризации $\tau_p \approx 70$ часов) левая часть (7) меньше правой части в 10^4 раз. Как следствие, резонансы (11) можно считать изолированными. Если ширина линии деполяризатора меньше частоты модуляции ($\delta f_d < \nu_H$), то скорость деполяризации на отдельном резонансе (11) l -порядка можно получить в виде

$$\frac{1}{\tau_d^{(l)}} \approx \frac{1}{\tau_d^{(0)}} \cdot J_l^2 \left(\frac{\Delta}{\nu_H} \right). \quad (16)$$

Здесь $\tau_d^{(0)}$ – время деполяризации на основном резонансе ($l = 0$); J_l – функция Бесселя l -порядка. Отношение скоростей внешней деполяризации на основном ($l = 0$) и l -ом боковом резонансах составит величину

$$\frac{\tau_d^{(l)}}{\tau_d^{(0)}} = \left[\frac{J_0(\Delta/\nu_H)}{J_l(\Delta/\nu_H)} \right]^2. \quad (17)$$

На Рис.3 построена зависимость отношения (17) от величины 50 Гц пульсаций основного магнитного поля на энергии 1.85 ГэВ для случая $l = 1$. Критическим уровнем пульсаций можно считать величину $dH/H \sim 15$ ppm, когда превышение амплитуды напряжения на пластинах деполяризатора в ~ 1.5 раза по сравнению с номиналом делает возможным деполяризовать пучок на первом боковом резонансе.

На ВЭПП-4М влияние пульсаций было экспериментально подтверждено в [18]. При наблюдавшемся уровне пульсаций 50 ppm ($5 \cdot 10^{-5}$) полоса деполяризации, определяемая как разность частот деполяризации при сканировании "вверх" и "вниз" в выбранном частотном диапазоне, составила до 200 Гц (в единицах энергии 100 кэВ). Это означает, что деполяризации могла происходить на боковых резонансах с частотой 50 Гц ($l = 2$) и 100 Гц ($l = 1$). После того, как были приняты меры по подавлению пульсаций в основном поле до ~ 1 ppm,⁵ полоса деполяризации практически определяется шагом по частоте, шириной линии деполяризатора, дрейфом энергии накопителя за время между двумя последовательными калибровками и в минимуме – шириной спиновой линии. В настоящее время согласно наблюдениям минимальная полоса порядка 1 кэВ при $\Delta f_d \approx 1$ кэВ. В реальном эксперименте редко, но всё же обнаруживается эффект уширения полосы деполяризации до ± 25 кэВ. Для объяснения дрейф энергии пучка в таких случаях должен составлять 20 и более кэВ/час, что, согласно наблюдениям в течение нескольких сезонов, характерно для летнего периода, хотя обычно он не превышает несколько кэВ/час. Тем не менее, такой дрейф не

⁵По нашей оценке, вклад пульсаций в источниках тока корректоров радиальной орбиты в dH/H не достигает критического уровня (< 5 ppm).

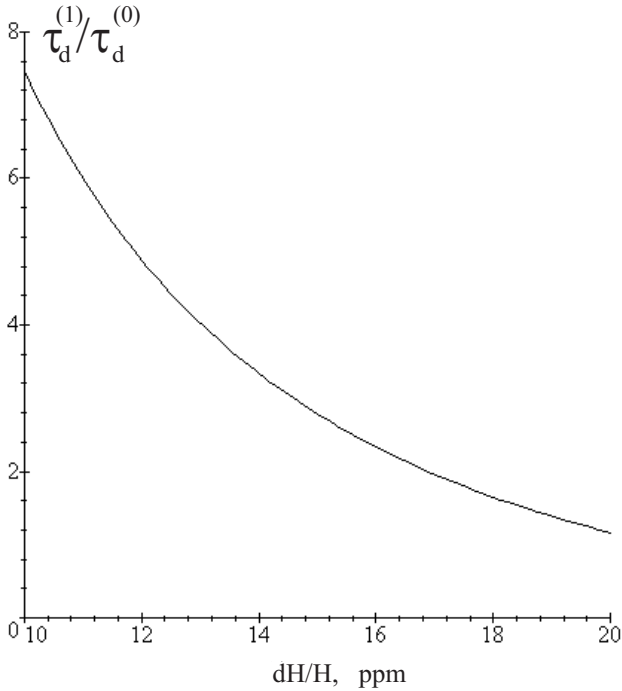


Рис. 3: Отношение скорости деполяризации на основном внешнем резонансе к скорости на 1-ом боковом ($l = 1$) как функция амплитуды 50 Гц пульсаций ($E = 1850 \text{ MeV}$).

вносит существенной погрешности в калибровку, так как на ВЭПП-4М с 2004г. применяется процедура двухпроходового сканирования "вверх-вниз" на одном пучке с частичной деполяризацией в первом проходе [19].

В заключение автор благодарит Г. Тумайкина, Е. Левичева, Ю. Шатунова, И. Николаева, В. Киселева, А. Богомягкова, В. Блинова, А. Шамова, В. Черепанова и Е. Шубина за участие в дискуссиях по некоторым затронутым в работе вопросам. В память об Аркадии Полунине, принявшем участие в этих обсуждениях, необходимо отметить проявленное им ценное качество оппонента заострять внимание на малозаметных, но в то же время важных деталях.

Список литературы

- [1] *Ya.S. Derbenev et al.* Particle Accelerator, v.8 (1978).
- [2] *V.M. Aulchenko et al.* Physics Letters B 573 (2003) 63-79.
- [3] *A. Bogomyagkov et al.* Proceedings of EPAC 2004, Lucerne, Switzerland, p.737-739.
- [4] *Я.С. Дербенев, А.М. Кондратенко.* ДАН СССР, 1974, т.217, N2, с.311-314.
- [5] *Ya.S. Derbenev, A.M. Kondratenko, A.N. Skrinsky.* Part. Acc., 1979, v.9, N4, p.247-265.
- [6] *Я.С. Дербенев, А.М. Кондратенко.* ДАН СССР, 1971, т.197, N1, с.374-382.
- [7] *А.М. Кондратенко.* ЖЭТФ, 1974, т.66, N4, с.1211-1218.
- [8] *Я.С. Дербенев, А.М. Кондратенко, А.Н. Скринский.* ЖЭТФ, 1971, т.60, N4, с.1216-1227.
- [9] *А.Д. Букин и др.* Труды V Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц, Варшава, 1975, с.138-162.
- [10] *Н.И. Зиневич, Е.И. Шубин.* Синтезатор частоты в стандарте КАМАК. - Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-11, 1984.
- [11] *S.I. Srednyakov et al.* Phys. Lett., 66B (1977) 102.
- [12] *I.B. Vasserman et al.* Phys. Lett., 198B (1987) 302.
- [13] *А.М. Кондратенко.* Докторская диссертация, Новосибирск, 1982.
- [14] *V. Blinov et al.* Proceedings of EPAC 2002, p.1954-1956, 2002.
- [15] *S.A. Nikitin, E.L. Saldin, M.V. Yurkov.* NIMA, 1983, v.216, N3, p.317-328.

- [16] *S.A. Belomestnykh et al.* NIMA, 1984, v.227, N1, p.173-181.
- [17] *A.E. Bondar et al.* Proc. 12th Inter.Conf.High Energy Accelerators, 1983, p.240-243.
- [18] *V.E. Blinov et al.* NIMA, 494 (2002) 81-85.
- [19] to be published.

С.А. Никитин

**Расчет деполяризатора с поперечным полем
для прецизионных экспериментов на ВЭПП-4М**

S.A. Nikitin

**Depolarizer calculation with cross-section field
for the precision experiments at the VEPP-4M**

ИЯФ 2005-54

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 30.12.2005 г.

Сдано в набор 30.12.2005 г.

Подписано в печать 30.12.2005 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.4 печ.л., 1.1 уч.-изд.л.

Тираж 105 экз. Бесплатно. Заказ № 54

Обработано на IBM PC и отпечатано на
роталпринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.