

РАСЧЕТЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОКОЛОЗЕМНОМ ПРОСТРАНСТВЕ ПО ДАНЫМ О СОЛНЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

©2005г. В. Н. Обридко, Б. Д. Шельтинг, А. Ф. Харшиладзе

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН,
Троицк (Московская обл.)
E-mail:obridko@izmiran.rssi.ru

Поступила в редакцию 22.01.2005

Рассмотрены трудности в расчете характеристик межпланетного магнитного поля на основе данных о солнечном магнитном поле. С единой точки зрения проанализированы все общепринятые в настоящее время схемы расчетов и используемые базы исходных данных. Показано, что все эти предположения и ограничения не могут исказить общую структуру и зависимость от цикла как солнечных, так и межпланетных данных. В то же время измеренные на Солнце значения занижены как следствие насыщения сигнала магнитографов. Показано, что поправка должна зависеть как от гелиоцентрической широты наблюдения, так и от фазы цикла. Предложена методика поправки, которая обеспечивает хорошее согласие рассчитанных и измеренных значений. Созданная база данных позволяет производить количественный расчет магнитных полей в солнечном ветре вблизи Земли.

1. ВВЕДЕНИЕ

Впервые на непрерывно вытекающий из Солнца газовый поток со скоростями от 500 до 1500 км/с указал [Biermann, 1951, 1957] в начале 50-х годов. Одним из первых, кто развил эту идею с применением математического аппарата, был [Parker, 1958]. Он включил в модели солнечного ветра (СВ) магнитное поле и пришел к выводу, что солнечное радиальное магнитное поле вытягивается газовым потоком и, сильно скручиваясь и изменяясь по величине, доходит до межпланетного пространства и создает межпланетное магнитное поле. В среднем для спокойного вытекающего потока радиальное солнечное магнитное поле в межпланетном пространстве должно уменьшаться как r^{-2} . С увеличением количества и качества наблюдений, особенно после запусков многочисленных геофизических спутников, стало ясно, что зависимости между солнечными магнитными полями и параметрами солнечного ветра являются очень сложными и сильно зависят от времени.

Дальнейшим шагом на пути расчета межпланетного магнитного поля на основе параметров магнитного поля на Солнце явилась методика расчетов с так называемой поверхностью источника [Altschuler and Newkirk, 1969; Schatten et al., 1969; Hoeksema and Scherrer, 1986; Wang and Sheeley, 1992, 2000]. Здесь по существу сделана попытка перехода уже к непосредственному расчету по реальным наблюдениям магнитного поля с помощью солнечных магнитографов на поверхности фотосферы. Результаты в целом оказались весьма обнадеживающими, знак B_x - радиальной составляющей межпланетного магнитного поля вблизи Земли оказался в целом хорошо согласующимся со знаком магнитного поля на поверхности источника B_{ss} (с учетом транспортного времени 4 дня). Однако величина B_x , рассчитанная на основе стандартного закона расширения r^{-2} , оказалась гораздо меньше, чем непосредственно измеренная [Obriдко et al., 1996]. В работе [Обридко и др., 2004] сделана попытка объяснить

это расхождение введением закона расширения с показателем, несколько меньшим чем 2.

Попытки исправить ситуацию с помощью изменений схемы расчетов (концепция радиальности поля в фотосфере, перенос поверхности источника на другую высоту, введение двух поверхностей источника, см. ниже), не улучшили принципиально эту ситуацию.

В настоящей работе мы сначала рассмотрим все возможные ограничения метода и принятые предположения. Затем мы изложим метод коррекции измерений, при использовании которого вычисленные значения межпланетного магнитного поля близки к наблюдаемым.

2. Концепция радиальности поля на фотосфере

После того как начались регулярные измерения фотосферных магнитных полей на магнитографах, было рассмотрено ряд моделей для расчетов магнитных полей на некоторых высотах над фотосферой; первой из них (в конце 70-х годов) была хорошо известная сейчас и широко применяемая модель потенциального поля – поверхности источника [Altschuler and Newkirk, 1969; Shatten et al., 1969; Hoeksema and Scherrer, 1986]. Радиус поверхности источника принят равным $2,5R_{\odot}$. Поскольку магнитограф измеряет магнитное поле вдоль луча зрения, а граничным условием является знание радиальной компоненты, необходима дополнительная гипотеза относительно поля в фотосфере. Было высказано естественное предположение, что гипотеза потенциальности выполняется и на граничной фотосферной поверхности. Тогда возможно рассчитать продольную составляющую с неопределенными коэффициентами и, сопоставив с наблюдениями, полностью решить задачу. Это и было реализовано в процитированных выше работах. Однако Свальгард и др. (1978), анализируя наблюдения в WSO, показали, что зависимость сигнала от положения точки наблюдения на диске такова, как если бы магнитное поле на большом протяжении было чисто радиальным. Дело в том, что потенциальное приближение предполагает отсутствие токов в среде. Очевидно, что в фотосфере это не совсем корректно. Более того, концепция килогауссовых трубок в соединении с повышенной плавучестью этих трубок также должна приводить к усилению радиальной составляющей магнитного поля в фотосфере [Stenflo and Vogel, 1986]. В конце 90-х годов с появлением многочисленных высококачественных данных и, особенно, фотографий на спутниках после сопоставления их с расчетами появились соображения, что расчеты по модели потенциального продольного поля с поверхностью источника на высоте $2,5R_{\odot}$ дают недостаточно хорошее совпадение со спутниковыми данными, особенно в межпланетном пространстве. Были рассчитаны новые модели с небольшими модернизациями начальных условий. В наиболее распространенной из таких моделей [Wang and Sheeley, 1992, 2000] магнитное поле на фотосфере в соответствии с результатами Свальгарда и др. (1978) считается радиальным, высота поверхности источника соответствует $3,25 R_{\odot}$.

Поскольку нашей задачей является получение наилучшей связи между параметрами магнитного поля на Солнце и гелиосферными параметрами, мы сочли необходимым сравнить эти 2 модели, чтобы понять, какая из них больше подойдет для наших исследований. В качестве основы использованы наблюдения продольной компоненты магнитного поля на обсерватории Дж. Вилкокса в Стенфорде, полученные через ИНТЕРНЕТ.

Были проведены расчеты в следующих 4 вариантах

1а,б. Поле на уровне фотосферы предполагалось потенциальным. Поверхность источника на $R=2,5$ или $3,25$.

2а,б. Поле на уровне фотосферы предполагалось радиальным. Поверхность источника на $R=2.5$ или 3.25 .

В каждом из 4 вариантов вычислялись все компоненты магнитного поля и некоторые производные индексы на уровнях фотосферы и поверхности источника. Разумеется, во втором случае реально вычислялись меридиональная и широтная компоненты чуть-чуть выше фотосферы.

Оказалось, что во всех 4 случаях структуры поля практически совпадали. Сравнение рассчитанных полей для моделей 1а и 2б за 1977-2001гг дало следующие результаты: коэффициент корреляции между ними очень высок и имеет небольшой циклический ход с минимальными значениями в области минимума цикла (порядка 86%) и максимальными значениями в области максимума цикла (порядка 96%). При этом получилось хорошее совпадение даже в мелких деталях.

Таким образом, для большинства задач, в частности для задач о циклической эволюции крупномасштабных полей обе концепции одинаково применимы. К аналогичным выводам пришли Вибберенц и др. (2002) при изучении влияния раствора гелиосферного токового слоя на модуляцию космических лучей.

3. Другие принципиальные предположения и ограничения

Главным ограничением метода является вынужденное предположение об отсутствии токов в атмосфере Солнца над фотосферой. Это предположение неточное и даже просто неверное. К сожалению, других методов, позволяющих относительно просто и быстро рассчитать поле в короне, не существует. Все другие методы вынуждены использовать какие-то предположения относительно токов в хромосфере и короне. В частности, можно ввести условие асимптотической стабильности и решать задачу, используя в качестве начальных условий потенциальное приближение (см., например, [Wang et al.,1998]). Этот метод дает вполне надежные результаты, но ценой очень трудоемких расчетов и при этом для стационарной короны отличия от используемого нами метода невелики.

Следующее ограничение метода состоит в том, что мы вынуждены задавать граничные условия на двух поверхностях. Одна из них – это фотосфера, где и проводятся наблюдения, и мы уже обсудили этот вопрос в предыдущем разделе. Другая – это поверхность источника, где потенциал предполагается равным нулю и, следовательно, все силовые линии радиальны. Физически это связано с предположением, что на этой поверхности скачком кинетическая энергия солнечного ветра становится много больше, чем энергия магнитного поля. Очевидно, что это предположение нефизично, и определяется потребностями математической постановки задачи. Ясно, что такой поверхности быть не может, а имеет место достаточно протяженная область перехода от плазмы, управляемой магнитным полем, к плазме, уносимой солнечным ветром. Более того, эта область, скорее всего, вообще не является сферически симметричной. Места, где кинетическая энергия выше магнитной определяются локальной скоростью солнечного ветра, которая сама, по-видимому, зависит от магнитного поля. Такую самосогласованную задачу пока решить не удалось, более того неясно как ее четко математически сформулировать. Тем не менее, при интерпретации результатов расчетов эту ситуацию всегда следует иметь в виду.

Следующее ограничение, наоборот, совершенно не принципиально, но используется в подавляющем большинстве расчетов и очень удобно для сравнения результатов для разных фаз циклов. Оно состоит в том, что в расчетах используется разложение по полиномам Лежандра вплоть до 9 гармоники (то есть

при учете мультиполя это составляет 100 коэффициентов). Априори не ясно, для каких задач такая точность достаточна, а для каких необходимо увеличение числа гармоник.

Этот вопрос был изучен в [Обридко и др., 1994]. С этой целью для каждого оборота было найдено среднеквадратическое отклонение вычисленных значений магнитного поля в фотосфере от измеренного. Затем находилось отношение этого среднеквадратического отклонения к корню квадратному из среднего по обороту квадрату измеренного поля. Оказалось, что относительная ошибка составляет около 70%, почти не зависит от фазы цикла и не совсем ясным образом зависит от времени. По-видимому, она полностью определяется числом членов в разложении.

Действительно, корреляция вычисленных полей с прямыми измерениями показывает занижение сильных полей малых пространственных масштабов. Поля ниже 300 микротесла отождествляются очень хорошо (94.3% правильных отождествлений). Однако, уже для полей с напряженностью 300-500 микротесла правильное отождествление составляет только 26.5%. Эффект еще усиливается для более сильных полей, и для полей выше 900 микротесла мы уже не имеем правильных отождествлений вовсе. Заметим, что значения полей здесь указаны в системе, принятой в обсерватории Джона Вилкокса (Стенфорд) и получены с разрешением 3 угловых минуты. К вопросу о том, насколько точны сами эти измеренные значения, мы вернемся ниже в следующем разделе.

Ситуация однако не так уж плоха. В работе [Обридко и др., 1994] показано, что общая расчетная структура магнитного поля довольно хорошо согласуется с наблюдаемой. Это, по-видимому, определяется тем, что структура в целом определяется крупномасштабным полем. Отсюда следует другой важный для нашей задачи вывод, что первые гармоники, определяющие крупномасштабное поле, вычисляются достаточно точно. Как следствие этого, можно полагать, что магнитное поле на поверхности источника, определяемое несколькими первыми гармониками, вычисляется вполне достоверно. Это означает, что общая структура магнитного поля в короне Солнца и в околосолнечном межпланетном пространстве должна вычисляться достаточно хорошо. Это подтверждено результатами сравнения со структурой и поляризацией короны [Бадалян и др. 1999, 2002; Sycora et al., 2002] и корреляционными сравнениями с межпланетным магнитным полем [Hoeksema and Scherrer, 1986; Obridko and Shelting, 1999]).

Следует заметить, что при этом, как правило, используются еще 2 предположения. Одно из них является принципиальным и прямо следует из общей концепции поверхности источника. Поскольку на поверхности источника все силовые линии радиальны и далее в солнечном ветре нет сил, влияющих на распространение плазмы, магнитное поле должно уменьшаться как r^{-2} . Эту проблему подробно исследовали Обридко и др., 2004. Дело в том, что при использовании закона r^{-2} расчеты с поверхностью источника, опирающиеся на наблюдения обсерватории Джона Вилкокса, дают значения межпланетного магнитного поля вблизи Земли приблизительно в 2 раза меньшие, чем наблюдаемые. В работе [Obridko et al., 2004] предложено использовать показатель α несколько меньший, чем 2. При этом сама величина α зависит от соотношения локальных и глобальных магнитных полей и непосредственно определяется раствором гелиосферного токового слоя. Силовые линии прижимаются к токовому слою, и поэтому закон распространения несколько меняется.

Несмотря на то, что это предложение является вполне логичным и действительно позволяет исправить ситуацию, некоторая неудовлетворенность остается. Дело в том, что как уже сказано выше, закон распространения r^{-2}

внутренне связан с остальными предположениями, в первую очередь с гипотезой сферически симметричной поверхности источника, и поэтому следовало бы пересматривать весь комплекс предположений. Более того, по крайней мере вблизи Земли и далее закон r^{-2} подтвержден экспериментально.

При сопоставлении магнитного поля на Солнце с магнитным полем у Земли важным параметром является транспортное время, за которое возмущение от Солнца проходит расстояние в одну астрономическую единицу. Очевидно, что это время может сильно меняться в зависимости от типа возмущения. Однако для проведения статистических расчетов по большому набору среднесуточных данных преимущественно для относительно спокойного солнечного ветра учет зависимости транспортного времени для каждого события представляет сложную процедуру. Поэтому мы приняли постоянное значение транспортного времени 4 дня. Естественно, это должно привести к дополнительному разбросу точек на диаграммах и понижению коэффициентов корреляции.

С другой стороны, многочисленные сопоставления расчетов магнитного поля с циклическими вариациями крупномасштабной активности, с корональными выбросами массы [Ivanov et al., 1999; Ivanov and Obridko, 2001], со структурой и поляризацией короны, положением корональных дыр в областях открытого магнитного поля [Obridko and Shelting, 1999a], знаками магнитного поля в секторной структуре [Obridko and Shelting, 1999b], геомагнитными возмущениями (Obridko and Shelting, 1992) показывают, что в целом система расчетов, опирающаяся на потенциальное приближение и концепцию постоянной сферически симметричной поверхности источника, пригодны для расчетов структуры поля. Однако природу отличия среднего масштаба расчетного и измеренного поля в гелиосфере нужно искать в другом, поэтому следует вновь обратиться к достоверности измеренных в фотосфере магнитных полей. При этом в качестве тестов величины можно использовать как межпланетное магнитное поле, так и вариации галактических космических лучей.

4. О точности измерений на уровне фотосферы

Известно, что наблюдения, выполненные в различных спектральных линиях или даже в одной линии, но в разных обсерваториях, могут значительно отличаться. Основной причиной этого является тонкоструктурная организация солнечных магнитных полей. Хорошо известно, что сигнал магнитографа при использовании линий, обладающих высокой магнитной чувствительностью (большим значением фактора Ланде) страдает насыщением. Это связано с тем, что при большом магнитном поле рабочий участок контура оказывается в нелинейной области, и сигнал магнитографа перестает линейно зависеть от величины магнитного поля. В результате магнитограф фиксирует не реальное магнитное поле, а в несколько раз меньшее. Именно такой является широко используемая (в том числе и в Обсерватории Джона Вилкокса) линия FeI $\lambda 525.02$ нм.

Сама по себе нелинейность сигнала магнитографа является довольно простым явлением, легко рассчитываемым на основе теории образования линий в магнитном поле [Обридко, 1985], и ее было бы легко учесть, если бы реальное разрешение телескопов не было бы много хуже, чем требуемое для наблюдения тонкоструктурных элементов. На практике же разрешение большинства магнитографов не лучше нескольких тысяч км на поверхности фотосферы, а стандартное разрешение наблюдений Обсерватории Джона Вилкокса составляет 3 минуты дуги. Это означает, что в поле зрения магнитографа усредняется эффект десятков, а может быть и сотен элементов, каждый из которых может иметь свое магнитное поле, и что особенно важно, свою температуру, давление и

геометрию. Это дополнительно усложняет интерпретацию наблюдений в линии FeI $\lambda 525.02$ нм, т.к. она не только избыточно чувствительна к магнитному полю, но и обладает излишней чувствительностью к температуре (потенциал возбуждения нижнего уровня $\chi_1 = 0.12$ эВ). Это приводит к разнообразным искажениям контура линии в областях с различными физическими условиями, что существенно затрудняет интерпретацию. Заметим при этом, что как физические свойства тонкоструктурных элементов, так и их относительная доля по площади, несомненно, должны зависеть от долготы и широты точки наблюдения и от роли полей различных масштабов на различных фазах солнечного цикла.

Впервые к этой проблеме привлекли внимание [Howard and Stenflo, 1972; Stenflo, 1973]. Они пришли к выводу, что измеренные напряженности в $\lambda 525.022$ нм следует умножать на коэффициент $K = 0.48 + 1.33\mu$, где $\mu = \cos\theta$, θ -гелиоцентрический угол. К такому же выводу пришли Фразье и Стенфло (1972) и Гопасюк и др. (1973). Позднее Свальгард и др. (1978) пришли к выводу, что коэффициент K постоянен по всему диску и равен 1.8. Ульрих (1992) показал, что K сильно зависит не только от гелиоцентрического расстояния, но и от пространственного разрешения. В последующем его результаты были использованы Снодграсс и др. (2000) при построении синоптических карт магнитных полей в полярных зонах Солнца, и Ванг и Шили (2000) для расчетов межпланетного магнитного поля. При этом поправка вводилась в форме

$$K = 4.5 - 2.5 \sin^2 \varphi. \quad (1)$$

Для сравнения, поправка, предложенная Говард и Стенфло (1972) и Стенфло (1973), в этой системе выглядит так

$$K = 3.0 - 0.5 \sin^2 \varphi. \quad (4)$$

Вообще говоря, наиболее корректный способ состоит в нахождении матрицы перехода от одной системы измерений к другой для всех коэффициентов разложения по полиномам Лежандра. Этот способ был применен в [Obridko and Shelting, 19996]. Таким образом, обеспечивается учет различного вклада полей разных пространственных масштабов. Однако при этом необходимо сохранение устойчивости и однородности обеих систем измерений, а также постоянство матрицы перехода и ее независимость от фазы цикла. Очевидно, что изначально этого нельзя гарантировать.

Хотя введение формального множителя, зависящего от гелиоцентрического расстояния, и вызывает ряд возражений и не всегда имеет ясное гелиофизическое обоснование [Демидов 1998а, 1998б, 2002], тем не менее в настоящее время пока нет другого способа привести расчетные значения межпланетных магнитных полей и вариаций галактических космических лучей к нужному масштабу.

Так, в частности, введение поправки Ульриха (1) позволило привести к одному масштабу средние за оборот значения расчетных и измеренных полей [Wang and Sheeley, 1995, 2000]. Следует, однако, обратить внимание на то, что это согласие, в целом довольно хорошее, нарушается в отдельных фазах циклов. Поэтому можно полагать, что поправка может меняться в течение цикла.

5. Сравнение данных KP и MWO

Для проверки этого мы сравнили результаты расчетов по данным двух обсерваторий: Джона Вилкокса и Китт Пик. В обсерватории Китт Пик в наблюдениях используется линия FeI $\lambda 868.8$ нм и принято считать, что корректировки измерений за насыщение в этой линии не требуется

Однако обсерватории работают с разными приборами, разрешением, чувствительностью. Данные были приведены к одному разрешению (используя 10 гармоник), вычислялась корреляция полей в соответствующих точках на поверхности источника 2.5 радиусов Солнца и отношение этих полей на широтах от 0 до +/- 70.

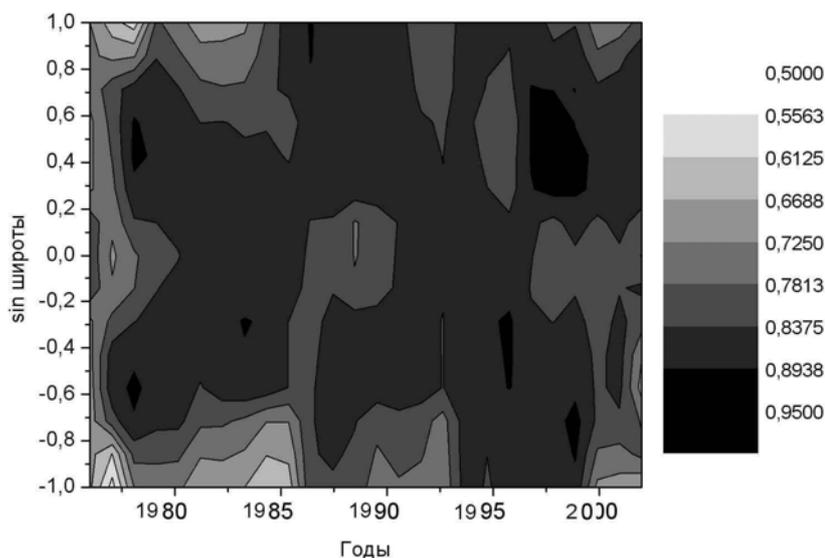


Рис.1. Коэффициент корреляции измерений магнитного поля на обсерваториях Китт Пик и Джона Вилкокса в Стенфорде.

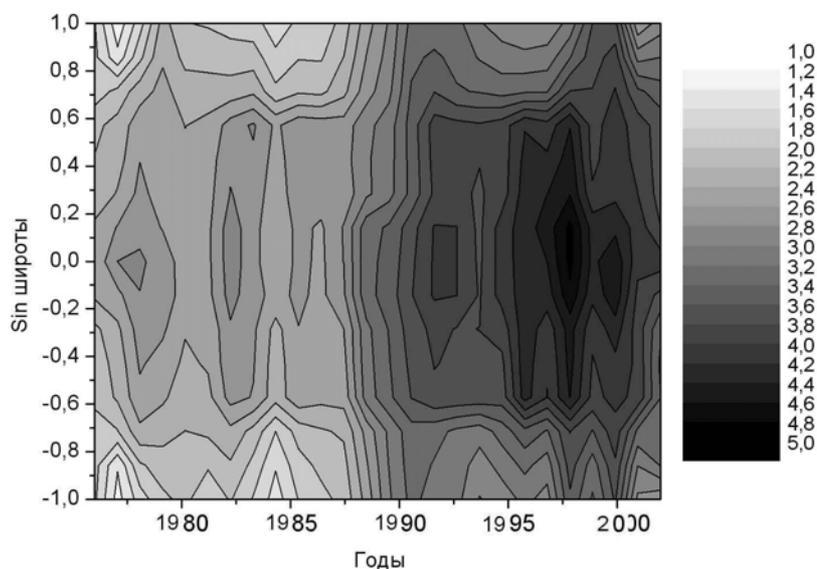


Рис. 2. Среднее отношение полей в двух системах в зависимости от времени и широты.

На рисунке 1 показан коэффициент корреляции в соответствующих точках. Видно, что фактически в течение всего периода с 1976 по 2003 год эти данные показывают очень высокий коэффициент корреляции (выше 0.84). Это объясняет, почему расчеты структуры поля на поверхности источника и соответственно

секторной структуры межпланетного магнитного поля дают удовлетворительные результаты при использовании разных систем измерений и расчетов.

Однако ситуация совсем не так хороша, когда мы обращаемся к сравнению абсолютных величин. На рисунке 2 показано K – среднее отношение полей в двух системах в зависимости от времени и широты.

Видно, что за исключением короткого периода 1987-1991 гг. корреляция очень высокая (Рис.1), но системы в этот же период претерпели изменение (Рис.2). Видно также, что до 1987 года в экваториальной зоне отношение модулей было несколько больше 2.5 как в поправке Стенфло (2), а через несколько лет, начиная с 1992 года это отношение не падает ниже 4.5 (как в поправке Ульриха)

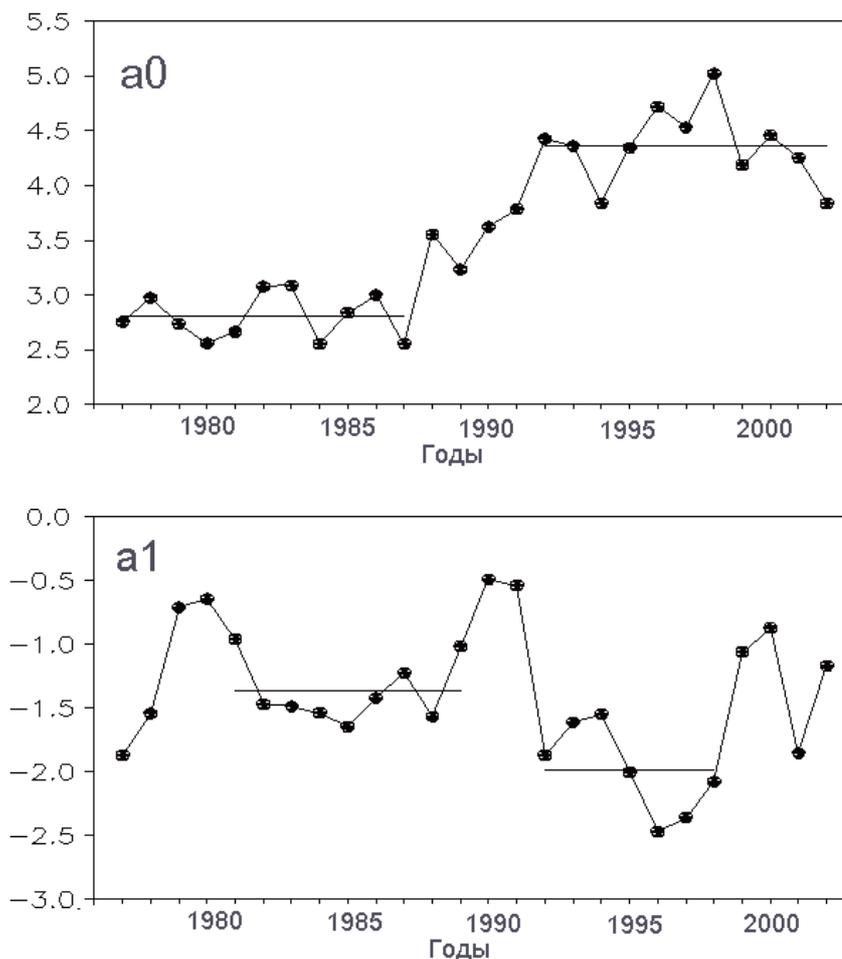


Рис.3. Параметры связи $K=a_0+a_1*\sin^2 \varphi$ между двумя системами. Величина a_0 показана на рис3а, a_1 на рис.3б

Второй эффект, явная связь зависимости этого отношения от широты и фазы цикла. Для уточнения этого соотношения для каждого года была выполнена аппроксимация

$$K=a_0+a_1*\sin^2 \varphi, \quad (3)$$

где φ - широта. Величина a_0 показана на рис3а, a_1 на рис.3б

Видно, что в течение 2 лет вблизи каждого из максимумов 21 (1979,1980), 22 (1990,1991) и 23 (1999,2000) циклов зависимость от широты исчезает (a_1 составляет -0.5). В остальное время зависимость от широты значительно сильнее.

Таким образом, подтверждается зависимость поправки за насыщение от фазы цикла. Это может иметь вполне простое и логичное объяснение, связанное с тем, что зона локальных полей, определяющая собой вклад относительно мощных магнитных полей, в период максимума цикла расширяется, захватывая зону средних и частично высоких широт. В какой-то мере это отражается в увеличении раствора гелиосферного токового слоя, что и привело нас ранее к предложению использовать в качестве параметра коррекции меняющийся с фазой цикла показатель степенной зависимости межпланетного магнитного поля от расстояния r^α [Обридко и др. 2004].

6. Расчет средних за оборот значений межпланетного магнитного поля

Теперь мы можем перейти непосредственно к расчету межпланетных магнитных полей. С этой целью сначала вычислялось среднеквадратическое значение магнитного поля на поверхности источника Солнца B_{SS} . Это значение представляет собой корень квадратный из среднего по сфере квадрата магнитного поля на поверхности источника, вычисленный по синоптическим картам для каждого кэррингтоновского оборота. Это вычисление проводилось для различных вариантов коррекции за насыщение. При этом введенная ранее [Hoeksema and Scherrer, 1986] полярная коррекция, учитывающая занижение наблюдений в полярной зоне, вводилась во всех случаях. На основании соображений, изложенных выше, мы не использовали гипотезу радиальности магнитного поля в фотосфере, поверхность источника предполагалась сферической с радиусом, равным 2.5 солнечного радиуса.

Поскольку для расчета использовались синоптические карты, в которые включаются данные наблюдений в центре солнечного диска, не было необходимости учитывать сложную и до сих пор мало изученную зависимость насыщения от позиционного угла. Поэтому предполагалось, что при введении поправки за насыщение, достаточно учитывать только зависимость от широты. Процедура введения поправки за насыщение, состояла в том, что все значения на синоптической карте умножались на поправочный коэффициент, зависящий от широты. Далее вычислялись коэффициенты разложения g_l^m, h_l^m , и по ним находилось поле на поверхности источника. Заметим, что так введенные поправки меняют только g_l^0 для нечетных l , то есть так называемые диполеподобные члены.

Далее по полученному значению B_{SS} вычислялось B_{xc} по формуле

$$B_{xc} = B_{SS} (R_{SS}/R_E)^2 = 0.141 B_{SS} \quad (4)$$

Здесь R_E – одна астрономическая единица, R_{SS} – радиус поверхности источника, равный 2.5 радиусов Солнца и учтено, что B_{SS} измеряется в μT , а межпланетное поле вблизи Земли в nT .

Полученные значения B_{xc} сравнивались со средним по обороту значением модуля B_x -компоненты межпланетного магнитного поля.

На рисунке 4а показаны зависимость от времени для B_x (верхняя кривая) и B_{xc} (нижняя кривая), полученная без учета насыщения. Видно, что при относительно неплохой корреляции (0.67), расчетные данные значительно ниже, чем измеренные [Обридко и др., 2004].

Следующий шаг состоял в том, что мы использовали для каждого года в качестве поправки на насыщение параметры связи между системами

обсерватории Джона Вилкокса и Китт Пик из формулы (3). Это сравнение показано на рисунке 4б. Здесь, как и выше, верхняя кривая представляет собой V_x нижняя – V_{xc} . Видно, что учет насыщения сильно улучшает ситуацию, приближая две кривые. Однако коэффициент корреляции падает до 0.48. Кроме того, совпадение масштабов все же недостаточное. Это, по-видимому, связано с тем, что различие этих двух систем связано не только (и вероятно не столько) с насыщением, но и с рядом других различий в методике наблюдений, а также с тем, что система Китт Пик не является однородной.

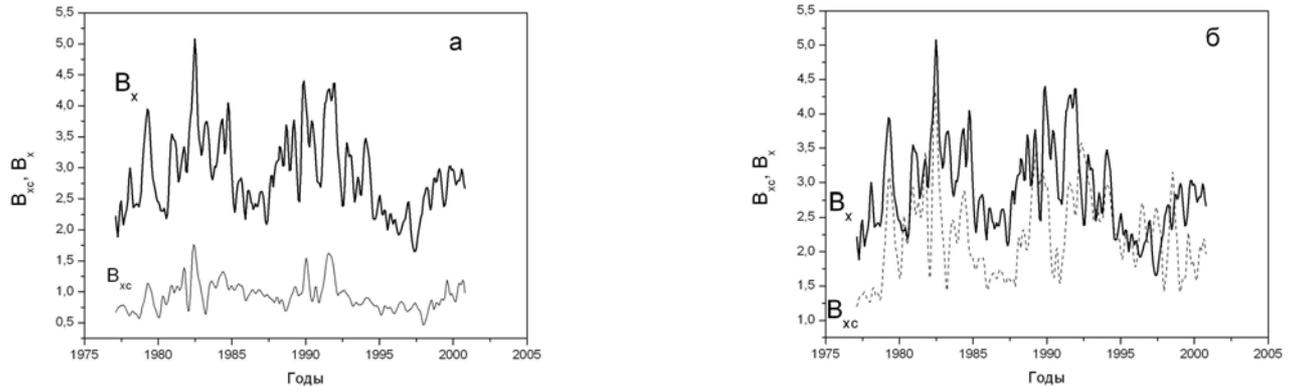


Рис. 4. Сравнение измеренных V_x (жирная кривая) и вычисленных V_{xc} значений. На рис. 4а V_{xc} (нижняя кривая) вычислена без учета насыщения, на рис 4б V_{xc} (нижняя пунктирная кривая) вычислена с помощью перехода к системе Китт Пик.

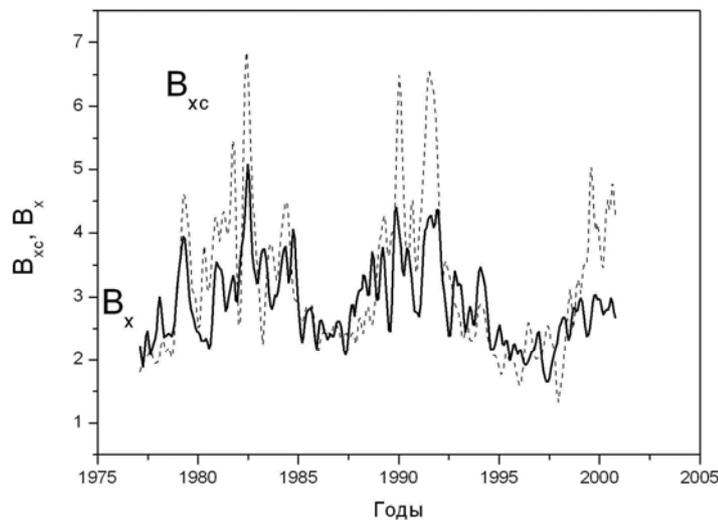


Рис.5 Сравнение V_x (жирная кривая) и V_{xc} при котором в качестве коррекции использована поправка Ульриха (1).

На следующем рисунке 5 показано сравнение V_{xc} и модуля V_x , при котором в качестве коррекции использована поправка Ульриха (1)

Полученные кривые уже довольно близки как по среднему масштабу, так и по коэффициенту корреляции (0.74). Этот результат и был получен ранее Вангом и Шили, 1995,2000. Однако в максимумах циклов согласие недостаточно хорошее, теперь уже расчетные значения V_{xc} значительно больше, чем измеренные. По-

видимому в максимумах циклов поправка Ульриха как бы переоценивает вклад локальных полей и “переисправляет” данные. Выше в разделе 5 мы уже обращали внимание на то, что вблизи максимумов циклов логичнее использовать поправку близкую, к предложенной Стенфло (2).

Мы выполнили расчет B_{xc} , используя поправку (2) в годы, близкие к максимуму (1980-1982, 1989-1991, 1999-2000) и по формуле 1 в остальные годы. На рис. 6 показано сравнение B_{xc} и модуля V_x , при этом на рисунке 6а в формуле (4) в качестве B_{SS} использовалось среднеквадратическое значение, а на рис. 6б – среднее абсолютное значение магнитного поля на поверхности источника в точке гелиопроекции Земли. Видно, что кривые очень близки по масштабу при высоких коэффициентах корреляции (0.75 на Рис.6а и 0.84 на Рис. 6б)

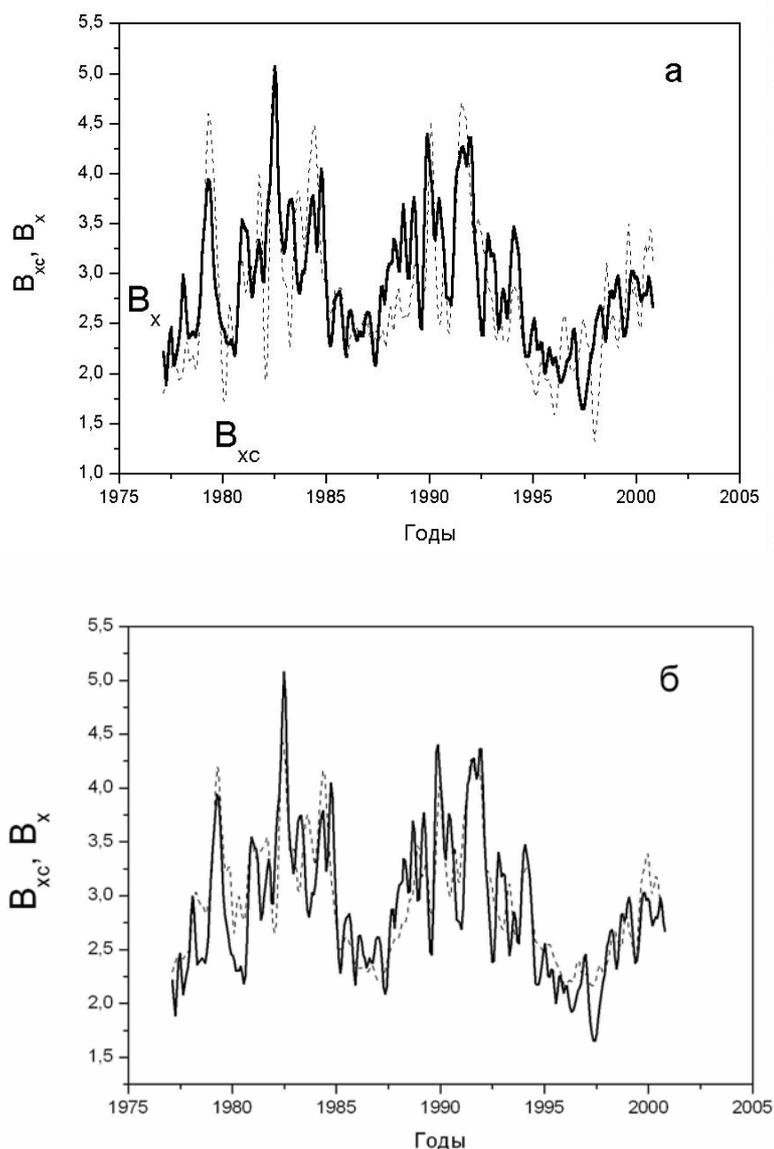


Рис.6 Сравнение B_{xc} и модуля V_x , при этом на рисунке 6а в формуле (4) в качестве B_{SS} использовалось среднеквадратическое значение, а на рис. 6б – среднее абсолютное значение магнитного поля на поверхности источника в точке гелиопроекции Земли.

7. ВЫВОДЫ

Нами проанализированы все из известных предположений и ограничений с целью ввести коррекцию за насыщение таким образом, чтобы расчетные данные согласовались с измеренными значениями межпланетного магнитного поля как по величине, так и по коэффициенту корреляции. Оказалось, что данные Обсерватории Кит Пик, полученные с использованием линии с достаточно высоким порогом насыщения Fe1 868.8 нм, тем не менее, не снимают проблему заниженности расчетных значений. Кроме того, эти данные весьма неоднородны.

Уже предварительный анализ с использованием сравнения данных обсерваторий Китт Пик и Джона Вилкокса показал, что поправка должна зависеть от широты и фазы цикла приблизительно таким же образом, как и раствор гелиосферного слоя. Эта идеология была нами использована в предыдущей работе, в которой раствор гелиосферного слоя был мерой отклонения от чисто радиального расширения магнитного поля в межпланетную среду [Обридко и др., 2004] Однако непосредственно использовать эту связь при введении поправки за расширение затруднительно, поскольку раствор гелиосферного слоя не измеряется непосредственно и до проведения всего цикла расчетов g_l^m, h_l^m неизвестен.

Поэтому более перспективным оказалось использование ранее найденных поправок Ульриха (1) и Стенфло (2). При этом нет необходимости вводить дополнительные гипотезы относительно модели расширения солнечного магнитного поля в межпланетную среду. В отличие от Ванга и Шили (1995, 2000) поправка Стенфло вводилась вблизи максимума циклов, поправка Ульриха в остальные годы. Разумеется, при этом возможны небольшие сбои вблизи переходов от одной поправки к другой. Тем не менее, полученные результаты обеспечили высокий коэффициент корреляции и близость по масштабу измеренных и вычисленных значений межпланетного магнитного поля.

Введенные поправки естественно несколько меняют как набор исходных значений полей в фотосфере, так и рассчитываемые индексы. Поскольку поправка зависит только от широты и симметрична относительно экватора, в результате меняются только коэффициенты разложения g_l^0 для нечетных l . Это означает, что из введенных нами ранее индексов глобального поля [Obridko and Shelting, 1992] ZO, ZE, SO и SE, меняется только ZO. Однако, меняется он значительно, почти в 10 раз. Столь же сильно меняются и полные индексы I_{bg} на поверхности фотосферы и на поверхности источника. К счастью, поскольку поле на поверхности источника определяется в основном первой и третьей гармониками, как полные индексы, так и ZO меняются на фотосфере и поверхности источника практически синхронно и их соотношение не меняется от использования новой поправки. Поэтому все выводы, сделанные ранее без использования нашей нынешней поправки, сохраняются.

Таким образом, главный итог использования новой поправки состоит в том, что удастся согласовать масштаб измеренных и рассчитанных значений без нарушения ранее описанных характеристик цикла глобального поля. Однако это удастся сделать пока только для средних за оборот значений. Модель должна быть проверена по среднесуточным значениям.

Настоящая работа поддержана грантами РФФИ 05-02-16090 и 05-02-17251

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Бадалян О.Г., Обридко В.Н., Сикора Ю.* Связь между поляризацией в зеленой линии и корональными магнитными полями // *Астрон. журн.* 1999, Т. 76, N 11, стр. 869-880.
- *Демидов, М.Л.* Сопоставление наблюдений крупномасштабных магнитных полей Солнца в различных спектральных линиях // *Известия Академии наук. Серия физическая.* Т. 62. N 9. С. 1830-1834. 1998б.
- Обридко В. Н.* Солнечные пятна и комплексы активности. М.: "Наука", 1985, 255с.
- *Обридко В. Н., Харшиладзе А. Ф., Шельтинг Б. Д.* Некоторые методические вопросы расчетов гармонических коэффициентов глобальных магнитных полей // *Сб. Магнитные поля Солнца и гелиосейсмология.* СПб. ФТИ. С. 71-80. 1994.
- *Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д., Харшиладзе А.Ф.* "Многопараметрические расчеты параметров солнечного ветра по данным о солнечном магнитном поле" // *Астрон. Вестник.* Т. 38, № 3, С.261-272. 2004.
- *Altschuler M.D., Newkirk G. Jr.* Magnetic fields and the structure of the solar corona // *Solar Phys.* V.9. P. 131- 149. 1969.
- *Badalyan O.G., Obridko V.N., Sykora J.* Polarization in the 530.3 nm emission line and coronal magnetic field structure // *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso, 2002, V. 32. P. 175-189.2002.*
- *Badalyan O.G., Obridko V.N., Sykora J.* Polarization in the 530.3 nm emission line and coronal magnetic field structure // *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso, 2002, V. 32. P. 175-189.2002.*
- *Biermann L.* Solar corpuscular variation and the interplanetary gas. // *Observatory.* V. 77. P. 109-110. 1957.
- *Demidov M.L.* On the manifestation of magnetic flux tubes in observations of the mean and background magnetic fields of the Sun // *Astronomical society of the Pacific conference series.* V.140. P. 171- 178.1998a.
- *Demidov M.L.* The magnetic Sun from different views: a comparison of the mean and background magnetic field observations made in different observatories and in different spectral lines // *J. Astrophys. Astron.* V. 21. N 3/4. P. 209-212.2002.

- *Frazier E.N., Stenflo J.O.* On the small-scale structure of solar magnetic fields // Solar Phys. V.27. P. 330-346. 1972.
- *Gopasyuk, S.I., Kotov, V.A., Severny, A.B., Tsap, T.T.* The comparison of the magnetographic magnetic field measured in different spectral lines // Solar Phys. V. 31. P. 307-316.1973
- *Hoeksema J. T., Scherrer P. H.* The solar magnetic field. // Rep. UAG-94, NOAA,Boulder, Colo (1986).
- *Howard, R., Stenflo, J.O.* On the filamentary nature of solar magnetic fields // Solar Phys. V. 22. P. 402-417.1972.
- *Ivanov E.V., Obridko V.N., Nepomnyashchaya E.V., Kutilina N,V.* Relevance of CME to the structure of large-scale solar magnetic fields.// Solar Physics, V.184, P.369-384. 1999.
- *Ivanov E.V.,Obridko V.N.* The Cyclic Variations of the CME Velocity, //Solar Phys. V.19. P. 179-196. 2001.
- *Obridko V.N., Shelting B.D.* Cyclic variation of the global magnetic field indices. //Solar Phys.V.137. No 1. P.167-177. 1992.
- *Obridko V. N., Kharshiladze A. F., Shelting B. D.* On calculating the solar wind parameters from the solar magnetic field data. // Astron. Astrophys Trans. V. 11. P. 65-79. 1996.
- *Obridko V.N., Shelting B.D.* Structure and Cyclic Variations of open Magnetic Fields//Solar Physics . V.187. P.185-205. 1999a.
- *Obridko V.N., Shelting B.D.* Structure of the Heliospheric Current Sheet as Considered over a Long Time Interval (1915 - 1996) // Solar Physics. V.184, P.187-200.1999b.
- *Parker E. N.* Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. //Astrophys. J. V. 128. P. 664-676. 1958.
- *Shatten R. H., Wilcox J. M., Ness N. F.* A model of interplanetary and coronal magnetic fields. // Solar Phys. V. 19. P.442-455. 1969.
- *Snodgrass H.B., Kress J.M., Wilson, P.R.* Observations of the polar magnetic fields during the polarity reversals of cycle 22 // Solar Phys. V. 191. P. 1-19. 2000.
- *Stenflo, J.O.* Magnetic field structure of the photospheric network // Solar Phys. V.32. P. 41-63. 1973.
- *Stenflo J. O., Vogel M.* Global resonances in the evolution of the solar magnetic field. // Nature. V. 319, No. 6051. P. 285-290. 1986.

- *Svalgaard L., Duvall T. L. Jr., Scherrer P. M.* The strength of the Sun's polar field. // Solar Phys. V. 58. P.225-240. 1978.
- *Sykora J., Badalyan O.G., Obridko V.N.* Relationship between the coronal shape and the magnetic field topology during the solar cycle. // Advances in Space Res. V.29. P.395-400. 2002.
- *Ulrich R.K.* Analysis of magnetic fluxtubes on the solar surface from measurements at Mt. Wilson of $\lambda 5250$ and $\lambda 5233$ // "Cool Stars, Stellar Systems and the Sun" (eds
- *Wang A.H., Wu S.T., Dryer M., Hathaway D., Obridko V., Fomichev V., Kharshiladze A.F., Zhitnik L., Slensin V.* Analyses and Modeling of Coronal Holes Observed by CORONAS-I: II. MHD Simulation. // In* ADVANCES IN SOLAR CONNECTION WITH INTERPLANETARY PHENOMENA, Proceedings of the third SOLTIP Symposium, Beijing, China, October 14-18, 1996" . Beijing. P. 41-48.1998.
- *Wang Y. M., Sheeley N. R.* On potential field models of the solar corona // Astrophys. J. V. 392. P. 310-319. 1992.
- *Wang, Y.M., Sheeley, N.R.* Solar implications of ULYSSES interplanetary field measurements //Astrophys J. V. 447. L143-L146.1995
- *Wang, Y.M., Sheeley, N.R.* The long-term variation of the Sun's open magnetic flux // Geophys. Res. Lett. V. 27. P. 505-508 .2000.
- *Wibberenz G., Richardson I.G., Cane H.V.* A simple concept for modeling cosmic ray modulation in the inner heliosphere during solar cycles 20-23. // J. Geophys. Res. V.107. P.1353 (SSH 5-1 -SSH 5-15).2002.

Подписи под рисунками

Рис.1. Коэффициент корреляции измерений магнитного поля на обсерваториях Китт Пик и Джона Вилкокса в Стенфорде.

Рис. 2 Среднее отношение полей в двух системах в зависимости от времени и широты.

Рис.3. Параметры связи $K=a_0+a_1*\sin^2 \varphi$ между двумя системами. Величина a_0 показана на рис.3а, a_1 на рис.3б

Рис. 4. Сравнение измеренных V_x (жирная кривая) и вычисленных V_{xc} значений. На рис. 4а V_{xc} (нижняя кривая) вычислена без учета насыщения, на рис 4б V_{xc} (нижняя пунктирная кривая) вычислена с помощью перехода к системе Китт Пик.

Рис.5 Сравнение V_x (жирная кривая) и V_{xc} при котором в качестве коррекции использована поправка Ульриха (1)

Рис.6 Сравнение V_{xc} и модуля V_x , при этом на рисунке 6а в формуле (4) в качестве B_{SS} использовалось среднеквадратическое значение, а на рис. 6б – среднее абсолютное значение магнитного поля на поверхности источника в точке гелиопроекции Земли.

В.Н. Обридко 334-02-82

Б.Д. Шельтинг 334-02-96

А.Ф. Харшиладзе