

МАГНИТНЫЕ ЖГУТЫ С ТОКОВОЙ ОБОЛОЧКОЙ КАК ВСПЫШЕЧНЫЕ СОЛНЕЧНЫЕ СТРУКТУРЫ

© 2024 г. А. А. Соловьев^{1*}, Е. А. Киричек¹

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 21.05.2024 г.

После доработки 17.10.2024 г.; принята к публикации 17.10.2024 г.

Модели бессиловых магнитных жгутов различаются по их внутренней токовой структуре: в одном случае сильные электрические токи сосредоточены на оси жгута, а в другом — в тонкой периферической оболочке. В настоящей работе проводится сравнительный анализ трех новых моделей второго типа. Все бессиловые магнитные жгуты имеют одно общее физическое свойство, приводящее к вспышечному энерговыделению: при выходе вершины петельного жгута в хромосферу и корону Солнца, внешнее давление, удерживающее жгут от бокового расширения, неуклонно падает; при некотором критическом его уменьшении продольное магнитное поле жгута стремится к нулю на поверхности смены знака токов. При этом азимутальный ток $j_\varphi(r)$ и бессиловой параметр $\alpha(r)$, приближаясь к разрыву на этой поверхности, начинают неограниченно расти вблизи нее. Это приводит к возбуждению плазменной ионно-звуковой неустойчивости, резкому понижению проводимости плазмы, быстрой диссипации магнитной энергии в жгуте и генерации супер-дрейсеровских электрических полей. Совокупность таких процессов в сочетании с эффектом Паркера — выравниванием с альвеновской скоростью вращательного момента (torque) вдоль оси жгута — хорошо описывает основные проявления солнечной вспышки.

Ключевые слова: солнечная вспышка, магнитное поле, бессиловой магнитный жгут, плазменная неустойчивость, вращательный момент.

DOI: 10.31857/S0320010824090054, EDN: LORYGS

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы мы развиваем модели солнечных вспышек, основанные на свойствах скрученных магнитных силовых трубок, способных запасать большое количество свободной, связанной с электрическими токами, магнитной энергии (Соловьев, Муравский 2014; Соловьев, Киричек 2021, 2023; Соловьев 2022, 2024; Соловьев, Королькова, Киричек 2023). Мы рассматриваем длинную слабоизогнутую петлю скрученного магнитного поля (экранированный магнитный жгут (magnetic flux rope, далее — MFR), Паркер, 1979, 2007), концы которой закреплены далеко внизу, в фотосфере (рис. 1).

Для обеспечения большой энергетики вспышки магнитное поле вспышечного волокна должно быть достаточно сильным (не менее нескольких сотен Гс). В разреженной солнечной атмосфере магнитное поле с такой напряженностью может быть только бессиловым:

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}, \quad \mathbf{B} \cdot \nabla \alpha = 0. \quad (1)$$

Здесь коэффициент $\alpha(r)$ есть некоторая псевдоскалярная функция координат, квадрат которой, согласно уравнению индукции (23), определяет скорость диссипации бессилового магнитного поля. По мере выхода вершины магнитной петли-жгута в солнеч-

ную атмосферу, внешнее давление, которое, согласно теореме Шафранова (1964), обязательно должно присутствовать, чтобы удерживать жгут от бокового расширения на бесконечность, будет неуклонно падать. В работах (Соловьев, 2022, 2024; Соловьев, Киричек 2023; Соловьев, Королькова, Киричек, 2023) мы показали, что для любого бессилового MFR существует такое критически низкое значение этого внешнего давления, при котором продольное магнитное поле жгута обращается в нуль на той магнитной поверхности, где электрические токи экранированного MFR меняют знак. На рис. 1 эта поверхность с координатой r_0 обозначена как *CIS* — *current inversion surface*. Оказывается, что, когда $B_z(r_0) \rightarrow 0$, азимутальный электрический ток $j_\varphi(r)$ и бессиловой параметр $\alpha(r)$, приближаясь к разрыву второго рода на этой магнитной поверхности, начинают по обеим ее сторонам неограниченно расти (по модулю). Это приводит к тому, что токовая (или дрейфовая) скорость электронов вблизи CIS неизбежно превысит скорость ионного звука, что вызовет возбуждение в магнитном жгуте плазменной ионно-звуковой неустойчивости. Рассеяние токовых электронов на плазмонах ионного звука очень резко, на 6–7 порядков, понижает проводимость плазмы (Арцимович, Сагдеев, 1979; Соловьев, 2022, 2024). Благодаря аномально высокому сопротивлению, плазма жгута сильно разогревает-

*Электронный адрес: solov@gaoran.ru

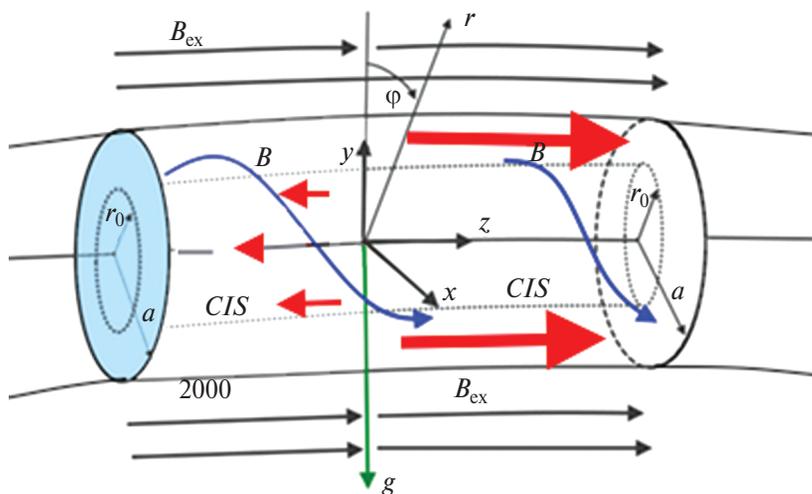


Рис. 1. Сегмент магнитного цилиндра с радиусом сечения a представляет собою вершину скрученной слабо изогнутой магнитной петли, основания которой закреплены далеко в фотосфере (модель Паркера). Полный электрический ток в MFR экранирован ($I = \int_0^a j_z 2\pi r dr = 0$), так что внутри жгута всегда имеется магнитная поверхность радиуса $r_0 < a$, на которой токи меняют знак (это CIS — current inversion surface). B_{ex} — внешнее продольное магнитное поле, обеспечивающее боковое равновесие жгута.

ся, и скорость уменьшения напряженности магнитного поля в нем достигает нескольких Гаусс в секунду (Флейшман и др., 2020, 2022). По закону индукции Фарадея это приводит к генерации в жгуте электрических полей, значительно превосходящих поле Дрейсера (1959). Совокупность описанных явлений хорошо отражает природу вспышечных событий.

Особенностью моделей MFR, использованных в указанных выше наших работах было то, что в них радиус поперечного сечения магнитного жгута a определялся асимптотически, т.е. как радиус той магнитной поверхности, на которой электрические токи и азимутальное магнитное поле плавно стремятся к нулю ($j_z, j_\varphi \rightarrow 0, B_\varphi|_{(r \rightarrow a)} \rightarrow 0$), а продольное магнитное поле B_z на этой граничной поверхности также плавно переходит во внешнее поле B_{ex} .

Это обстоятельство нередко приводит к недопониманию у некоторых из наших рецензентов. Они путают (или просто приравнивают) радиус поперечного сечения всего магнитного жгута a с радиусом той внутренней магнитной поверхности, на которой меняют свой знак электрические токи экранированного жгута r_0 (рис. 1). В данной работе мы рассмотрим три новых модели MFR, в которых радиус их поперечного сечения определяется уже не асимптотически, а математически точно и строго.

Вторая особенность этих новых моделей состоит в том, что в них плотность обратного тока значительно превосходит плотность тока на оси жгута. Обычно имеет место противоположная ситуация: возвратный ток, будучи распределен по большой площади в области относительно слабого поля за радиусом r_0 , имеет, как правило, значительно меньшую пространственную плотность, и его бывает очень трудно фикси-

ровать наблюдательными средствами. Указанная особенность жгутов с токовой оболочкой означает, что возбуждение плазменной неустойчивости и вспышечное энерговыделение в них возникает не в центральной части жгута, а в его периферическом слое, где плотность электрических токов максимальна. Еще одна особенность данных моделей MFR состоит в том, что они дают высокие значения бессилового параметра $\alpha(r)$ именно на периферии жгута, обеспечивая здесь быструю диссипацию энергии магнитного поля и токов во вспышечном процессе.

2. МОДЕЛИ БЕССИЛОВОГО МАГНИТНОГО ЖГУТА

Рассмотрим равновесие бессилового экранированного MFR, расположенного горизонтально в солнечной атмосфере с однородным полем тяжести g . На рис. 1 показаны декартова (x, y, z) и цилиндрическая (r, φ, z) системы координат, вдоль оси z предполагается трансляционная симметрия. Синим цветом представлены силовые линии магнитного поля: $\mathbf{B}\{0, B_\varphi(r), B_z(r)\}$.

Азимутальное поле MFR удобно описывать потоковой функцией

$$A(x, y) = \int_0^x B_y(x, y) dx. \quad (2)$$

Для выполнения условия $\text{div } \mathbf{B} = 0$, компоненты поля задаются в виде

$$B_x = -\frac{\partial A}{\partial y}, \quad B_y = \frac{\partial A}{\partial x}. \quad (3)$$

В декартовой системе, используя потоковую функцию, уравнения магнитогидростатической модели

для баланса сил и распределения плотности газа представляются в виде (Соловьев, 2024, 2022; Соловьев, Киричек, 2023, 2021):

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = -\frac{1}{2} \frac{dB_z^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{\partial P(A, y)}{\partial A}, \quad (4)$$

$$\rho(x, y) = -\frac{1}{g(y)} \frac{\partial P(A, y)}{\partial y}. \quad (5)$$

Уравнение (4) представляет собою тип уравнения Грэда–Шафранова, в его правой части стоят производные не по координатам, а по потоковой функции. С его помощью можно найти продольное поле $B_z(r)$ в бессиловой конфигурации MFR. Для этого необходимо опустить член с газовым давлением в правой части уравнения (4) и тогда уравнение Грэда–Шафранова легко интегрируется по переменной A , при том условии, что его левая часть зависит только от функции A : $\Delta A = f(A)$. Пренебрежение газовым давлением в хромосфере и короне Солнца по сравнению с магнитными силами вполне оправдано, поскольку газовое давление в верхней хромосфере и короне способно уравновесить лишь давление магнитного поля с напряженностью в 1 Гс, а нас при моделировании вспышек интересуют поля не менее, чем в несколько сотен Гс. В силу того, что газовое давление, зависящее от координаты y , в данной задаче отбрасывается, в дальнейшем анализе речь пойдет о зависимостях всех параметров лишь от одной координаты r , поскольку из геометрии системы следует $(kx)^2 + (ky)^2 = (kr)^2$.

В данной модели мы выберем функцию потока в следующей форме:

$$A(x, y) = \frac{B_0}{k} \exp \left\{ \frac{-1}{m[1 - (kx)^2 - (ky)^2]} \right\}, \quad (6)$$

$$[(kx)^2 + (ky)^2] = (kr)^2 \leq 1.$$

При $(kr)^2 > 1$, $A \equiv 0$. Здесь B_0 есть мера индукции (напряженности) магнитного поля в жгуте (ее связь с напряженностью внешнего поля и поля на оси жгута будет показана ниже, перед формулой (20), k — масштабный фактор (обратная длина), вводимый для сохранения размерности. Коэффициент m в (6) — положительная целочисленная константа, которая принимает значения 1, 2, 3 и, соответственно, определяет три различных модели MFR: m_1, m_2, m_3 . Функцию (6) называют “шапочкой”: на конце области определения она и все ее производные обращаются в нуль (рис. 2), так что $ka = 1$, $k = 1/a$. Компоненты магнитного поля

$$B_x = \frac{2B_0ky}{m[1 - (kx)^2 - (ky)^2]} \times \exp \left[\frac{-1}{m[1 - (kx)^2 - (ky)^2]} \right], \quad (7)$$

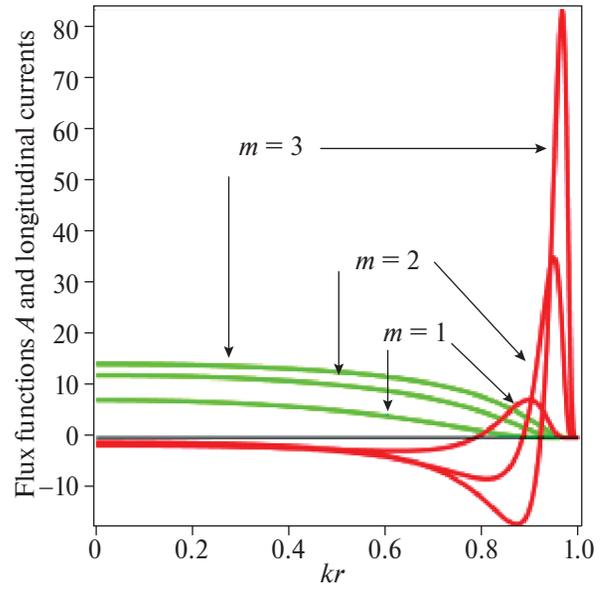


Рис. 2. Поточковые функции в единицах $B_0 k^{-1}$ (зеленые линии). Их амплитуды увеличены в 20 раз для удобства представления. Красные линии — плотности продольного тока $j_z(r)$ в единицах $ckB_0(4\pi)^{-1} = cB_0(4\pi a)^{-1}$. Для m_1 максимум тока равен 7.5, для m_2 — 35.25, а для m_3 — 83.0. Токи меняют знак в точках: $kr_{01} = 0.785$, $kr_{02} = 0.876$, $kr_{03} = 0.9205$.

$$B_y = \frac{-2B_0kx}{m[1 - (kx)^2 - (ky)^2]} \times \exp \left[\frac{-1}{m[1 - (kx)^2 - (ky)^2]} \right]. \quad (8)$$

В цилиндрических координатах азимутальное поле имеет простой вид

$$B_\varphi(r) = \frac{2(kr)kA(r)}{m[1 - (kr)^2]^2}, \quad (9)$$

где kr есть радиальное расстояние от оси жгута до данной точки.

Зависимость $B_\varphi(r)$ для моделей m_1, m_2, m_3 показана на рис. 3а — с синими линиями. Лапласианы в левой части уравнения (4) будут равны

$$\Delta A_1 = k^2 A_1 [4(\ln A_1)^2 + 12(\ln A_1)^3 + 4(\ln A_1)^4], \quad (10)$$

$$\Delta A_2 = k^2 A_2 [8(\ln A_2)^2 + 40(\ln A_2)^3 + 16(\ln A_2)^4],$$

$$\Delta A_3 = k^2 A_3 [12(\ln A_3)^2 + 84(\ln A_3)^3 + 36(\ln A_3)^4],$$

т.е. они действительно зависят только от потоковой функции A . Интегрирование уравнения (4) по пере-

менной A с лапласианами в форме (10) дает

$$\frac{B_{z,1}}{B_{0,1}}(r) = \left\{ G_1 - \left[\exp\left(\frac{-1}{1 - k^2 r^2}\right) \right]^2 \cdot \left[1 - \frac{2}{k^2 r^2 - 1} + \frac{2}{(k^2 r^2 - 1)^2} - \frac{4}{(k^2 r^2 - 1)^3} - \frac{4}{(k^2 r^2 - 1)^4} \right] \right\}^{1/2}, \quad (11)$$

$$\frac{B_{z,2}}{B_{0,2}}(r) = \left\{ G_2 - \left[\exp\left(\frac{-1}{2 - 2k^2 r^2}\right) \right]^2 \cdot \left[-2 + \frac{2}{k^2 r^2 - 1} - \frac{1}{(k^2 r^2 - 1)^2} + \frac{1}{(k^2 r^2 - 1)^3} + \frac{1}{(k^2 r^2 - 1)^4} \right] \right\}^{1/2}, \quad (12)$$

$$\frac{B_{z,3}}{B_{0,3}}(r) = \left\{ G_3 - \left[\exp\left(\frac{-1}{3 - 3k^2 r^2}\right) \right]^2 \cdot \left[3 - \frac{6}{3k^2 r^2 - 3} + \frac{6}{(3k^2 r^2 - 3)^2} - \frac{12}{(3k^2 r^2 - 3)^3} - \frac{36}{(3k^2 r^2 - 3)^4} \right] \right\}^{1/2}. \quad (13)$$

Здесь $G_i = B_{ex,i}^2 B_{0,i}^{-2}$ — константы интегрирования.

Рисунки 3а–с показывают поведение функций (11), (12) и (13) в зависимости от величины внешнего давления G . При $G = G_{cr}$, поле $B_z(r)$ стремится к нулю на поверхностях CIS с координатами: $kr_01 = 0.785$ для m_1 , $kr_02 = 0.876$ для m_2 , и $kr_03 = 0.9205$ для m_3 (тот факт, что $B_z \rightarrow 0$ именно на поверхностях смены знака токов kr_0 служит хорошим контролем правильности проводимых вычислений).

На тех же рис. 3 показан ход продольного поля $B_z(r)$ при внешнем давлении выше критического значения: $G = 1.5G_{cr} > G_{cr}$, $G = 2G_{cr} > G_{cr}$, когда это поле сильно ослабевает вблизи CIS , но еще отлично от нуля. На рисунках 3 показан также ход азимутального магнитного поля $B_\varphi(r)$, которое достигает максимума на CIS , а затем резко падает. На рис. 3 отчетливо видно, что с уменьшением внешнего давления продольное магнитное поле падает во всем объеме жгута. Это однозначно указывает на то, что уменьшение внешнего давления по мере подъема жгута в разреженную солнечную атмосферу сопровождается его боковым расширением. При этом, благодаря сохранению магнитного потока в жгуте, продольное поле падает как обратный квадрат радиуса поперечного сечения жгута a^{-2} .

Физически очевидно, что периферическая накрутка азимутального поля, показанная на рис. 3, возможна в том случае, если конвективный вихрь, закручивающий поле жгута в конвективной зоне (КЗ) Солнца, вращался очень дифференциально: вращение в центре ячейки слабое, а на периферии — резко усилено.

В земной атмосфере такие резкие скрутки характерны для смерчей и тайфунов (известно, что “глаз тайфуна” характеризуется практически полным отсутствием завихренности воздуха, а на периферии вращение воздушных масс очень сильное). Можно предположить, что и в КЗ Солнца, где, собственно, и формируются магнитные жгутовые структуры, могут возникать вихри такого же типа, что и земные тайфуны или смерчи. Чем больше величина параметра m , тем более резко выражена закрутка азимутального поля в тонкой периферической оболочке жгута, и тем резче выражен пик продольного тока на самом его краю (так, при $m = 4$ максимальная нормализованная величина этого тока достигает величины 152, и такой резкий и узкий пик тока, даже если бы он кинематически оказался возможен в КЗ и был бы вынесен в фотосферу, выгорел бы за несколько секунд). По этой причине рассматривать бессилловые модели с $m = 4$ и выше, по нашему мнению, не представляет интереса.

3. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ И БЕССИЛЛОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Продольный и азимутальный электрические токи задаются формулами

$$j_z(r) = \frac{c}{4\pi} \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) = \frac{c}{4\pi} \Delta A, \quad (14)$$

$$j_\varphi(r) = \frac{c}{4\pi} [\nabla \times \mathbf{B}]_\varphi = -\frac{ck}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial(kr)}. \quad (15)$$

Выражение для бессиллового параметра дано в работе Соловьев, Киричек (2021):

$$\alpha(r) = -k \frac{3F' + krF''}{4B_\varphi B_z}, \quad (16)$$

где штрих означает дифференцирование по переменной kr , и $F(r) = B_z^2(r) + B_\varphi^2(r)$.

Распределения азимутального, а также полного электрических токов, выраженных в единицах $xkB_0(4\pi)^{-1} = cB_0(4\pi a)^{-1}$, при $G = G_{cr}$ приведены на рис. 4 для трех наших моделей.

Первое, что обращает на себя внимание, это — высокие пики продольного электрического тока в периферийной части жгута, между радиусом CIS , kr_0 и радиусом жгута a .

Вторая важная особенность этих распределений состоит в том, что азимутальный ток не только терпит разрыв второго рода в очень узком слое на поверхности CIS , но и то, что по обеим сторонам от этой поверхности он в довольно широком слое имеет значительную амплитуду, почти не уступающую здесь плотности продольного тока. Это обусловлено тем, что $j_\varphi(r)$ определяется в (15) через производную от B_z по r , которая на CIS испытывает, как видно на рис. 3, очень резкий скачок, что и обеспечивает здесь разрыв второго рода для $j_\varphi(r)$.

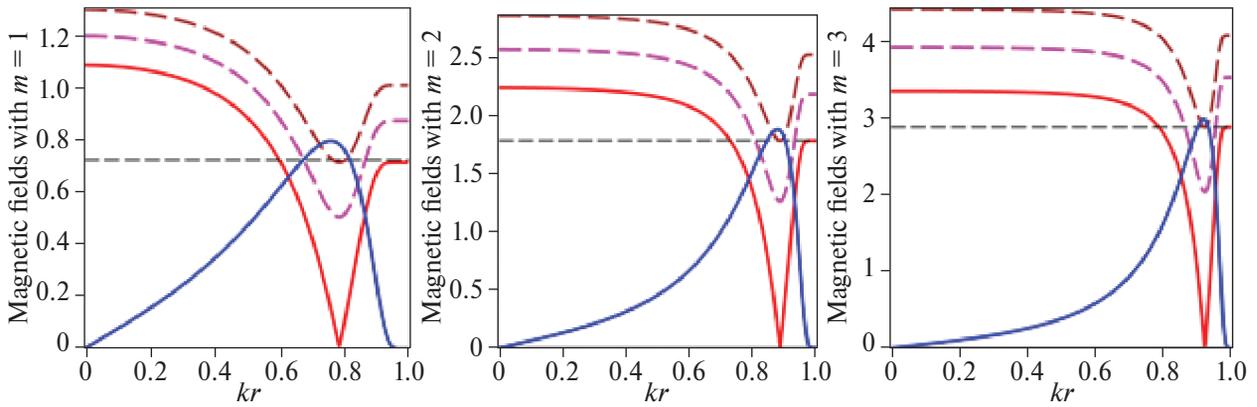


Рис. 3. а — Поведение продольного поля $B_z(r)$ при различных значениях внешнего давления для m_1 : красная линия при $G = G_{cr,1} = 0.512$; лиловая — $G = 1.5G_{cr,1}$. Коричневая — $G = 2G_{cr,1}$. Синяя линия — азимутальное поле $B_\varphi(r)$. б — Продольное магнитное поле для m_2 при $G = G_{cr,2} = 3.1974$ — красная линия; лиловый пунктир: $B_z(r)$ — при $G = 1.5G_{cr,2}$, коричневый пунктир — $G = 2G_{cr,2}$. Синий профиль — $B_\varphi(r)$. с — Модель m_3 . Поле $B_z(r)$ в единицах B_0 при $G = G_{cr,3} = 8.2307$ — красная линия, а также при $G = 1.5G_{cr,3}$ — лиловая; при $G = 2G_{cr,3}$ — коричневая. Синяя линия — азимутальное поле $B_\varphi(r)$.

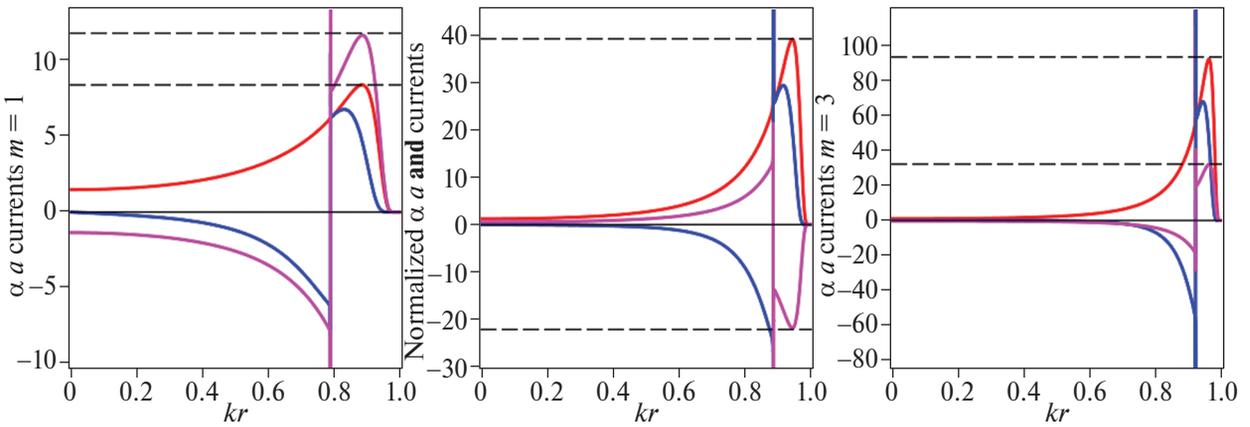


Рис. 4. а — $G = G_{cr,1} = 0.511857$, $m = 1$, бессилового параметр и азимутальный ток терпят разрыв. Красная линия — ток $j = \sqrt{j_z^2 + j_\varphi^2}$ в единицах $ckB_0(4\pi)^{-1}$ (максимум +8.35, тонкий пунктир), синяя линия — j_φ . Сиреневая линия — $\alpha(r)a$, достигает +11.75 за пределами CIS (тонкий пунктир). б — $G = G_{cr,2} = 3.1975$, $m = 2$, $kr_0 = 0.876$. $\alpha(r)$, $j_\varphi(r)$ испытывают разрыв. Красная линия — полный ток $j = \sqrt{j_z^2 + j_\varphi^2}$ в единицах $cB_0(4\pi\alpha)^{-1}$ (максимум +39 при $kr = 0.935$, тонкий пунктир), синяя линия j_φ (+29 при $kr = 0.92$). Сиреневая линия — $\alpha(r)a$, достигает значения — 22 (тонкий пунктир). с — $G = G_{cr,3} = 8.2307$, $m = 3$. Величины $\alpha(r)$, $j_\varphi(r)$ терпят разрыв. Полный ток $j = \sqrt{j_z^2 + j_\varphi^2}$ отмечен красной линией (максимум +93), синяя линия — азимутальный ток j_φ , сиреневая — нормализованный бессилового параметр $\alpha(r)a$, достигает величины +32 за пределами CIS.

Особый интерес здесь вызывает поведение бессилового параметра $\alpha(r)$, квадрат которого определяет скорость джоулевой диссипации бессилового магнитного поля (см. ниже формулу (20)). Из рис. 4а–с следует, что в слое между радиусом CIS и радиусом сечения всего жгута, значение бессилового параметра, выраженное в обратных радиусах магнитного жгута, составляет по модулю величину 11.75 для модели с $m = 1$; значение 22 для $m = 2$; и 32 для $m = 3$ (см. пунктирные линии на рис. 4 а–с). Это — очень большие величины; их квадраты, входящие в уравнение индукции (22), обеспечивают быструю диссипацию магнитного поля даже в масштабах радиуса всего жгута, скажем, при $a \approx 10^9$ см (в этом случае

уже нет необходимости прибегать к гипотезе о присутствии в жгуте тонкой волокнистой магнитной структуры, наличие которой мы предполагали в предыдущих наших работах (Соловьев, 2024, 2022; Соловьев, Киричек, 2023, 2321) для того, чтобы обеспечить общую энергетику солнечной вспышки).

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ И ДИССИПАЦИЯ МАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ В БЕССИЛОВЫХ ЖГУТАХ

В предыдущих разделах для описания свойств магнитного жгута мы использовали приближение маг-

нитной гидростатики (МГС). Это приближение не относится к одному какому-то специально выделенному и зафиксированному равновесию. На основе МГС можно описывать не только статическое равновесие, но и временную эволюцию магнитоплазменной системы в том смысле, что любой процесс, развивающийся в ней во времени, может быть описан уравнениями МГС, если скорость изменения параметров системы будет заметно меньше альвеновской ($V_A = B(\sqrt{4\pi\rho})^{-1}$), с которой в магнитной системе устанавливается равновесие. Такие процессы, как и в классической термодинамике, являются квазистатическими. В них система при плавном изменении её параметров проходит непрерывную последовательность равновесных состояний, каждое из которых можно рассматривать в рамках МГС. К таким квазистатическим процессам относится очень широкий круг явлений солнечной активности: всплытие новых магнитных потоков, образование пятен, факелов, протуберанцев, формирование активных областей, корональных дыр и др. Квазистатический характер процесса позволяет, в частности, плавно изменять параметры магнитного волокна, подвести его к предвспышечному состоянию. Разумеется, для описания быстрых процессов вспышечного энерговыделения, следует привлекать уже МГД-уравнение индукции, которое содержит время в явном виде.

Солнечная вспышка — это, с физической точки зрения, катастрофа, сопровождающаяся выделением большого количества энергии в различных формах и диапазонах э/м спектра. Катастрофическое поведение системы означает, что один или несколько ее важнейших параметров испытывают при этом резкие изменения (скачки). В нашей модели таким скачком является разрывное поведение азимутального тока и бессилового параметра, возникающее при обращении в ноль продольного магнитного поля $B_z(r)$ на поверхности смены знака токов *CIS*. При этом в узкой окрестности *CIS* токовая (дрейфовая) скорость электронов V_{dr} заведомо превысит скорость ионного звука в плазме, и это послужит причиной возбуждения здесь плазменной ионно-звуковой турбулентности, резко понижающей проводимость плазмы, что ведет к быстрой диссипации магнитной энергии и генерации сильного электрического поля. Однако, толщина самого этого слоя очень невелика, и количество магнитной энергии, заключенной в нем недостаточно для производства вспышки. Необходимо, чтобы условие возбуждения ионно-звуковой неустойчивости

$$V_{dr} \geq V_{is} = \sqrt{k_B T_e M^{-1}} \quad (17)$$

выполнялось не только на *CIS*, но и в достаточно обширной ее окрестности. В (17) k_B — константа Больцмана, а M — средняя масса ионов, равная, согласно химическому составу Солнца: $m_p(0.7(H) + 4 \times 0.28(He) + 35 \cdot 0.02(Metals)) = 2.52m_p$.

Введем отношение дрейфовой скорости электронов к скорости ионного звука, $\gamma = \frac{V_{dr}}{V_{is}}$, и рассмотрим, при каких параметрах плазмы в жгуте условие $\gamma = \frac{V_{dr}}{V_{is}} \geq 1$ может быть выполнено для каждой из трех изучаемых моделей в макроскопически значимых окрестностях *CIS*. Плотность полного электрического тока равна

$$j(kr) = \frac{ckB_0}{4\pi} \sqrt{j_z^2 + j_\varphi^2}, \quad (18)$$

где j_z, j_φ продольный (14) и азимутальный (15) токи в единицах $ckB_0(4\pi)^{-1}$. С другой стороны, по определению плотности тока имеем

$$j(kr) = n_e e V_{dr} = n_e e \gamma V_{is}. \quad (19)$$

Тогда из формул (18), (19) и рисунков 4 следует, что в периферическом слое жгута, расположенном за *CIS*, мы будем иметь

$$\begin{aligned} j_1(0.885) &= \frac{8.35 \cdot ckB_0}{4\pi a} = n_e(0.885)e\gamma_1(0.885)V_{is}, \\ j_2(0.94) &= \frac{39 \cdot ckB_0}{4\pi a} = n_e(0.94)e\gamma_2(0.94)V_{is}, \\ j_3(0.95) &= \frac{93 \cdot ckB_0}{4\pi a} = n_e(0.95)e\gamma_3(0.95)V_{is}. \end{aligned}$$

Здесь в скобках указаны координаты центров тех слоев, в которых плотность тока максимальна. Далее для определения величины B_0 мы должны задать значение внешнего поля, удерживающего жгут от бокового расширения. Примем для него оценку $B_{ex} = 1000G$ для всех трех моделей. Этот выбор означает, что наш магнитный жгут располагается в активной области, недалеко от солнечного пятна с сильным магнитным полем. Тогда из определения параметра G будем иметь такие оценки для полей B_0 :

$$\begin{aligned} B_{0,1} &= \frac{B_{ex}}{\sqrt{G_{cr,1}}} = \frac{1000}{\sqrt{0.512}} = 1400G, \\ B_{0,2} &= \frac{B_{ex}}{\sqrt{G_{cr,2}}} = \frac{1000}{\sqrt{3.1974}} = 560G, \\ B_{0,3} &= \frac{B_{ex}}{\sqrt{G_{cr,3}}} = \frac{1000}{\sqrt{8.2307}} = 350G. \end{aligned}$$

Если для электронной температуры перед возбуждением плазменной турбулентности принять типичное

корональное значение $T_e = 10^6$ K, то мы получим:

$$\begin{aligned}
 \gamma_1(0.885) &= \frac{8.35 \cdot c \cdot \sqrt{M} \cdot B_{0,1}}{4\pi e \cdot \sqrt{k_B T_e} \cdot n_e(0.885) \cdot a} = \\
 &= \frac{0.512 \cdot 10^{10} \sqrt{M \cdot T_e}}{10^{-10} 10^3 \sqrt{k_B}} \frac{1.4 \cdot 10^3}{n_e T_e(0.885) \cdot a} = \\
 &= \frac{1.19 \cdot 10^{16}}{a \cdot n_e(0.885)}, \\
 \gamma_2(0.94) &= \frac{39 \cdot c \cdot \sqrt{M} \cdot B_{0,2}}{4\pi e \cdot \sqrt{k_B T_e} \cdot n_e(0.94) \cdot a} = \\
 &= \frac{1.95 \cdot 10^{10} \sqrt{M \cdot T_e}}{10^{-10} 10^3 \sqrt{k_B}} \frac{0.56 \cdot 10^3}{n_e T_e(0.94) \cdot a} = \\
 &= \frac{1.92 \cdot 10^{16}}{a \cdot n_e(0.94)}, \quad (20) \\
 \gamma_3(0.95) &= \frac{93 \cdot c \cdot \sqrt{M} \cdot B_{0,3}}{4\pi e \cdot \sqrt{k_B T_e} \cdot n_e(0.95) \cdot a} = \\
 &= \frac{4.65 \cdot 10^{10} \sqrt{M \cdot T_e}}{10^{-10} 10^3 \sqrt{k_B}} \frac{0.35 \cdot 10^3}{n_e T_e(0.95) \cdot a} = \\
 &= \frac{3.26 \cdot 10^{16}}{a \cdot n_e(0.95)}.
 \end{aligned}$$

Далее следует учесть, что входящее в знаменатель формул (20) произведение $n_e T_e$ пропорционально газовому давлению. Эта величина должна оставаться неизменной при разогреве плазмы в области вспышечного энерговыделения вследствие непрерывности давления на торцах (рис. 1), т. е. на границах с той частью магнитной петли, где условия возбуждения плазменной турбулентности не выполнены: $n_e^{turb} T_e^{turb} = n_e^{(0)} T_e^{(0)} = \text{const}$. Из (20) следует, что по мере разогрева плазмы в области вспышки отношение скоростей будет расти как $\gamma : \sqrt{T_e}$, т. е. однажды начавшись, неустойчивость будет только усиливаться.

Если принять для всех трех моделей, что радиус жгута равен $a = 5 \cdot 10^8$ см, т. е. поперечник его составляет 10 Мм, то из условия $\gamma_i \geq 1$ и формул (20) мы найдем, что электронные плотности плазмы в области энерговыделения должны удовлетворять требованиям:

$$\begin{aligned}
 n_{e,1} &\leq 0.24 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}, \\
 n_{e,2} &\leq 0.384 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}, \\
 n_{e,3} &\leq 0.652 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}.
 \end{aligned} \quad (21)$$

Как видим, несмотря на огромные различия в распределениях и амплитудах электрических токов в рассмотренных магнитных жгутах, условия для возбуждения в них неустойчивости различаются в предложенных 3-х моделях незначительно.

Значительные различия моделей возникают при оценке времени диссипации магнитной энергии в жгутах с различными значениями бессилового параметра:

$$\alpha_1 = 11.75/a; \quad \alpha_2 = 22/a; \quad \alpha_3 = 32/a.$$

В формулу для времени диссипации магнитной энергии в бессиловых полях входит квадрат этой величины, поэтому данный эффект будет очень велик.

Уравнение индукции, которое в МГД имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot}(\eta \text{rot} \mathbf{B}) + \text{rot}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}], \quad (22)$$

для бессилового поля дает:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\eta \alpha^2 \mathbf{B} - \eta \alpha [\nabla \alpha \times \mathbf{B}] + [\nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}]]. \quad (23)$$

Здесь $\eta = \frac{c^2}{4\pi \sigma_{eff}}$ — магнитная вязкость плазмы. Вторым членом справа равен $[\nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}]]$; $\mathbf{V}(\text{div} \mathbf{B}) - \mathbf{B} \text{div} \mathbf{V} = -\mathbf{B} \text{div} \mathbf{V}$. Можно показать, что он даст малую поправку, связанную со вторичным эффектом поджатия жгута при диссипации поля, которой можно пренебречь. Умножив (23) скалярно на вектор \mathbf{B} получим: $\frac{dB^2(r,t)}{dt} = -2 \frac{B^2(r,t)}{\tau_s}$, где

$$\tau_s = \frac{4\pi \sigma_{eff}}{c^2 \alpha^2} \quad (24)$$

есть характерное время диссипации магнитной энергии в бессиловом магнитном жгуте. Если бы выполнялось $\alpha = 1/a$, то мы получили бы классическую формулу для времени диссипации поля в масштабе a : $\tau_s = 4\pi \sigma_{eff} c^{-2} a^2$. Однако в наших моделях бессилового параметр значительно больше обратного радиуса жгута, поэтому мы имеем:

$$\begin{aligned}
 \tau_{s,1} &= \frac{4\pi \sigma_{eff} a^2}{c^2 (11.75)^2} = \frac{\sigma_{eff} a^2}{11c^2}, \\
 \tau_{s,2} &= \frac{4\pi \sigma_{eff} a^2}{c^2 (22)^2} = \frac{\sigma_{eff} a^2}{38.5c^2}, \\
 \tau_{s,3} &= \frac{4\pi \sigma_{eff} a^2}{c^2 (32)^2} = \frac{\sigma_{eff} a^2}{81.5c^2},
 \end{aligned} \quad (25)$$

Как видим, времена диссипации в наших моделях на 2–3 порядка меньше тех, что получались бы по привычной классической формуле. В этом ярко выражен особый характер диссипации токов в бессиловых магнитных жгутах. Обычные порядковые оценки диссипативного времени в заданном пространственном масштабе к таким конфигурациям просто неприменимы, всякий раз необходимо аккуратно рассчитывать для них соответствующую величину бессилового параметра.

Эффективную проводимость плазмы при ионно-звуковой неустойчивости можно оценить, используя формулы, приведенные в учебнике Арцимовича и Сагдеева (1979). Согласно (Соловьев, 2024; Соловьев, Киричек 2023), она равна $\sigma_{eff} = 4.53 \cdot 10^4 \gamma^{-1} \sqrt{n_e}$. Используя (21) и принимая $a = 5 \cdot 10^8$, получим:

$$\begin{aligned}
 \tau_{s,1} &= \frac{4.53 \cdot 10^8 \cdot 0.5 \cdot 25 \cdot 10^{16}}{\gamma_1 \cdot 199 \cdot 10^{20}} = \\
 &= \frac{56.6 \cdot 10^{24}}{\gamma_1 \cdot 199 \cdot 10^{22}} \text{ s} = \frac{1.57}{\gamma_1} \text{ hour},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\tau_{s,2} &= \frac{4.53 \cdot 10^8 \cdot 0.62 \cdot 25 \cdot 10^{16}}{\gamma_2 \cdot 346.5 \cdot 10^{20}} = \\ &= \frac{70.26 \cdot 10^{24}}{\gamma_2 \cdot 346.5 \cdot 10^{22}} s = \frac{0.563}{\gamma_2} \text{hour}, \\ \tau_{s,3} &= \frac{4.53 \cdot 10^8 \cdot 0.81 \cdot 25 \cdot 10^{16}}{\gamma_3 \cdot 733.5 \cdot 10^{20}} = \\ &= \frac{91.7 \cdot 10^{24}}{\gamma_3 \cdot 733.5 \cdot 10^{22}} s = \frac{0.125}{\gamma_3} \text{hour},\end{aligned}$$

Для $\gamma = 2 \div 3$ продолжительность вспыхечного процесса составит 20–30 минут для двух первых моделей, но окажется слишком малой для модели 3. Если принять $a = 10^9$ см, то время вспышки возрастет в 4 раза и тогда все полученные оценки окажутся в допустимых разумных пределах.

5. ЭФФЕКТ ПАРКЕРА И КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПУЛЬСАЦИИ (КПП) ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШКИ

В магнитной трубке, скрученной относительно продольной оси, т.е. в MFR, к каждому поперечному сечению приложен вращательный момент (torque), равный (Голд, Хойл, 1960; Паркер, 1979):

$$W = \frac{1}{2} \int_0^a B_z(r) B_\varphi(r) r^2 dr. \quad (26)$$

В равновесии этот момент должен иметь одно и то же значение вдоль всей длины жгута. При нарушении этого условия в жгуте возникают потоки азимутального поля, переносимые торсионными альвеновскими волнами из областей повышенного W в те части жгута, где эта величина оказывается пониженной. Так, при расширении части всплывающего жгута возникает перенос W в его расширенную вершину (Паркер, 1979). На рис. 5 показано, как изменяется W при изменении внешнего давления для модели $m = 2$. Когда G достигает своего минимального критического значения, момент W резко уменьшается благодаря тому, что продольное поле $B_z(kr_0)$ обращается в ноль на *CIS*. И потому в дальнейшем область вспыхечного энерговыделения становится областью пониженного W , и к ней из ног всей длинной магнитной петли с альвеновской скорости будут направляться потоки азимутального поля, стремящиеся восстановить постоянство крутящего момента в жгуте и восполнить потери магнитной энергии в этой области. Для любой жгутовой модели вспышки этот эффект Паркера имеет первостепенное значение, поскольку он, во-первых, совершенно естественно позволяет понять физическую природу наблюдаемых КПП, а, во-вторых, его учет значительно увеличивает как время вспыхечного энерговыделения, так и общую энергетику процесса. Более детальное обсуждение этого эффекта дано в работе Соловьев (2024).

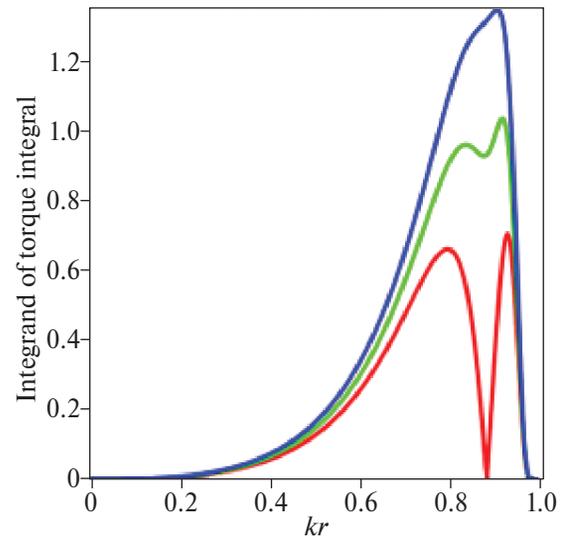


Рис. 5. Радиальные распределения подынтегрального выражения в (26) для различных значений внешнего давления G в модели $m = 2$. При $G = G_{cr,2}$ (красная линия), площадь под кривыми, т.е. интеграл $2W$, принимает минимальное значение. Зеленая линия — то же выражение при $G = 1.5G_{cr,2}$; синяя — при $G = 2G_{cr,2}$. Для магнитных полей в интеграле (26) взяты формулы (9) и (12).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Три новых бессиловых жгутовых модели с периферическими токами обнаруживают в целом те же вспыхечные свойства, что и модели магнитных волокон с концентрацией токов на оси. Все жгутовые бессиловые модели имеют одно общее физическое свойство: когда внешнее давление, обеспечивающее боковое равновесие волокна, падает по мере выхода вершины жгута в разреженную атмосферу до некоторого критического значения, продольное магнитное поле стремится к нулю на *CIS*, а бессиловый параметр и азимутальный ток приближаются к разрыву на этой поверхности. Это ведет к возбуждению в жгуте ионно-звуковой турбулентности, появлению аномального сопротивления плазмы и соответствующей ему быстрой диссипации магнитной энергии. В свою очередь, быстрая убыль магнитного поля создает супер-дрейсеровские электрические поля, которые могут ускорить часть заряженных частиц на хвостах максвелловских распределений до релятивистских энергий.

2. Паркерский эффект выравнивания вращательного момента вдоль жгута позволяет понять физическую причину наблюдаемых во вспыхечных процессах КПП с интервалом около 10–100 с. Кроме того, этот процесс может увеличить длительность и общую энергетику вспыхечного энерговыделения.

3. Совокупность описанных плазменных явлений в целом хорошо соответствует феномену солнечной вспышки.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что конфликт интересов отсутствует.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З., Физика плазмы для физиков, М.: Атомиздат.1979 (Artzimovich L. A., Sagdeev R. Z.) Plasma Physics for Physicists (Atomizdat, Moscow, 1979 p. 278 [in Russian]).
2. Голд, Хойл (T. Gold and F. Hoyle), MNRAS **120**, 89 (1960).
3. Дрейсер (H. Dreicer), Phys. Rev. **115**, 238 (1959).
4. Паркер (E.N. Parker), Cosmical Magnetic Fields. Part 1. Clarendon Press, Oxford (1979).
5. Паркер (E.N. Parker), Conversations on Electric and Magnetic Field in the Cosmos (Princeton Univ. Press, Princeton, NJ, 2007).
6. Соловьев, Муравский (A.A.Solov'ev and K. Murawski), Astrophys. Space Sci. **350**, 11 (2014).
7. Соловьев, Киричек (A.A. Solov'ev and E.A. Kirichek), MNRAS **505**, 4406 (2021).
8. Соловьев (A.A. Solov'ev), MNRAS **515**, 4981 (2022).
9. Соловьев, Киричек (A.A. Solov'ev and E.A., Kirichek), Astron. Lett. **49**, 256 (2023).
10. Соловьев, Королькова, Киричек (A.A. Solov'ev, O.A. Korolkova, and E.A. Kirichek), Geomagnetism and Aeronomy **63**, № 8, 10–25 (2023).
11. Соловьев (A.A. Solov'ev), Astron. Rep. **101**, 565 (2024).
12. Флейшман и др. (G.D. Fleishman, E.G. Dale, B. Chen, et al.), Science **367**, 278 (2020).
13. Флейшман и др. (G.D. Fleishman, G.M. Nita, B. Chen, et al.), Nature **606**, 674 (2022).
14. Шафранов В.Д., Равновесие плазмы в магнитном поле. Вопросы теории плазмы, 1962. М. Атомиздат, вып. 2, с. 92.