

PACS numbers: 52.30.Cv, 52.35.Vd, 96.60.qe
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201009j.0997

Магнитное пересоединение в солнечных вспышках

Б.В. Сомов

1. Введение

Мне посчастливилось работать под руководством Сергея Ивановича Сыроватского с 1966 г. по 1979 г. — сначала как студенту и аспиранту, затем как сотруднику отдела теоретической физики ФИАН. В те промчавшиеся быстро годы Сергей Иванович больше всего интересовался проблемой солнечных вспышек.

Сущность проблемы, её научное и прикладное значение определяются двумя фактами. Во-первых, вспышки на Солнце представляют собой нестационарное электромагнитное явление, типичное для космической плазмы, но доступное для самого всестороннего исследования, в отличие от вспышек на других звёздах и других удалённых объектах во Вселенной. Во-вторых, солнечные вспышки оказывают сильное воздействие на межпланетное и околоземное космическое пространство, атмосферу и даже биосферу Земли. Неслучайно солнечные вспышки интересуют не только астрономов и физиков, но и специалистов в области космонавтики и энергетики, а также биологов и медиков. Сергею Ивановичу Сыроватскому принадлежит основополагающий вклад в становление и успешное развитие теоретической и экспериментальной науки о солнечных вспышках в нашей стране и зарубежом. В данном сообщении я затрону лишь один, но ключевой аспект этой науки — роль пересоединения линий магнитного поля (магнитного пересоединения) во вспышках [1, 2].

2. Токовый слой Сыроватского

Магнитное пересоединение представляет собой перераспределение магнитных потоков, приводящее к изменению топологии поля. Как в среде, так и в вакууме этот процесс индуцирует электрическое поле, которое проявляется в зависимости от свойств среды. В вакууме оно может быть, например, просто измерено или использовано для ускорения заряженной частицы. В плазме электрическое поле порождает электрический ток, точнее говоря некоторую токовую структуру, как правило, довольно сложную.

В плазме с высокой проводимостью электрическое поле формирует тонкий токовый слой, препятствующий перераспределению взаимодействующих магнитных потоков [3, 4]. Это порождает некоторый избыток энергии в виде магнитного поля токового слоя. Чем шире слой, тем больше накопленная энергия, что широко используется в астрофизических приложениях эффекта магнитного пересоединения [5, 6].

В условиях сильного магнитного поля его структура вблизи токового слоя в плазме с высокой проводимостью может быть описана простой аналитической моделью [7], а именно в виде поверхности разрыва,

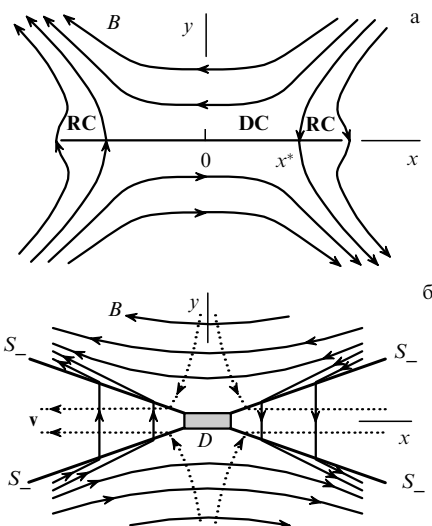


Рис. 1. Две классические модели пересоединения: (а) токовый слой Сыроватского, (б) течение Петчека.

разделяющей поля противоположной направленности (рис. 1а). Эту модель называют токовым слоем Сыроватского. Слой содержит область прямого тока (direct current — DC) и две присоединённые области обратного тока (reverse current — RC). Вне токового слоя магнитное поле рассматривается как потенциальное, точнее говоря двумерное, поле, комплексный потенциал которого является аналитической функцией.

Другая классическая модель пересоединения, которая называется течением Петчека [8], обычно рассматривается в качестве альтернативы токовому слою Сыроватского. В модели Петчека процесс пересоединения линий магнитного поля в значительной мере отделён от процесса диссипации поля. Пересоединение происходит в небольшой диффузионной области D (рис. 1б). Выделением энергии в этой малой области можно пренебречь, по сравнению с той величиной энергии магнитного поля, которая превращается в тепловую и кинетическую энергию плазмы на четырёх присоединённых медленных ударных магнитогидродинамических (МГД) волнах S_- бесконечной длины.

3. Необходимые обобщения классических моделей

Уже первые численные эксперименты [9, 10], моделирующие магнитное пересоединение в рамках диссипативной МГД, показали, что вблизи торцов токового слоя существуют разрывные МГД-течения конечной длины. Наблюдаемая картина течений является довольно сложной и, разумеется, зависит от начальных и граничных условий. Кроме того, естественные ограничения, свойственные разностным методам, не позволяют изучать структуру токового слоя в режимах пересоединения, соответствующих так называемым сверхгорячим турбулентным токовым слоям в солнечных вспышках [6]. Всё это заставляет строить обобщённые аналитические модели, в меру упрощённые и явно зависящие от физических параметров области пересоединения. Применительно к солнечным вспышкам такими параметрами являются, в первую очередь, геометрические характеристики этой области: характерная ширина токового слоя b , угол присоединения к нему ударных волн α , их длина r (рис. 2а).

Б.В. Сомов. Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, РФ. E-mail: somov@sai.msu.ru

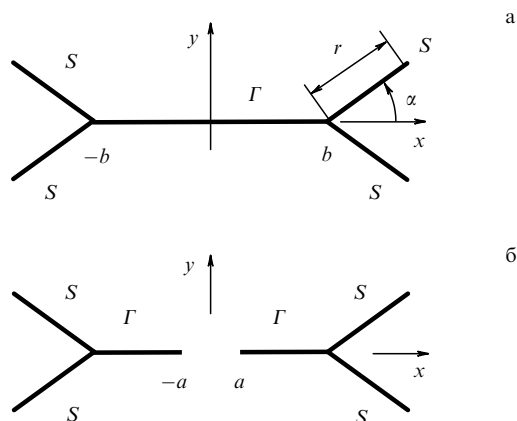


Рис. 2. Токовая конфигурация, содержащая токовый слой Γ и четыре присоединённых разрывных МГД-течения S с конечной длиной r : (а) токовый слой без разрыва, (б) токовый слой с разрывом шириной $2a$.

Вопрос о граничных и начальных условиях в общей задаче о магнитном пересоединении не является тривиальным. В обобщённой модели [11, 12], как и в модели Сыроватского [7], нормальная компонента магнитного поля на слое обращается в нуль, т.е. токовый слой считается строго нейтральным. Учёт малой поперечной составляющей поля, связанной с процессом пересоединения внутри слоя, вообще говоря, необходим и возможен, но существенно усложняет задачу. С учётом симметрии токового слоя она сводится к смешанной краевой задаче Римана–Гильберта [13] (см. также раздел 3.4 в [14], где представлено некоторое частное решение в рамках задачи Келдыша–Седова [13]). На ударных МГД-волнах поперечная компонента равна заданной постоянной величине β . Последнее предположение несколько ограничивает класс возможных решений, но оно также является необходимым с точки зрения ограничения сложности математической постановки задачи.

Ещё одно обобщение модели Сыроватского необходимо в связи с возможностью распада тонкого токового слоя на параллельные токовые ленты. Такой разрыв слоя может возникнуть в результате разрывной (тиринг) неустойчивости или при появлении в слое области более высокого сопротивления, например аномального сопротивления вследствие возбуждения той или иной плазменной турбулентности. В работе [15] была предложена простая аналитическая модель распадающегося слоя с бесконечной шириной. На края разрыва в слое действует пропорциональная ширине разрыва сила магнитных натяжений, стремящаяся увеличить его. Внутри разрыва индуцируется мощное электрическое поле, способное в астрофизических условиях (например, в солнечных вспышках) ускорить заряженные частицы до высоких энергий. Для токового слоя с конечной шириной и при наличии присоединённых разрывных течений обобщённая задача, учитывающая разрыв токового слоя, сформулирована и решена в работе [16].

4. Новые аналитические модели

Описанные в разделе 3 обобщённые модели предполагают, что двумерное магнитное поле потенциально в области g — внешности токовой конфигурации, изображаемой как система разрезов $\Gamma + 4S$ на комплексной

плоскости $z = x + iy$ (см. рис. 2). Само магнитное поле тоже записываем в комплексном виде:

$$B(z) = B_x(x, y) + iB_y(x, y). \quad (1)$$

Компонента поля B_n , нормальная к линии $\Gamma + 4S$, равна нулю на токовом слое Γ , а на разрезах S , соответствующих ударным волнам, равна заданной постоянной величине β . При этом B_n выражается через B как

$$B_n = \operatorname{Re} [v(z) \bar{B}(z)], \quad (2)$$

где $v(z)$ — комплексная единичная нормаль, символ Re означает вещественную часть величины в квадратных скобках, а черта над B — комплексное сопряжение.

На бесконечности для функции $B(z)$ ставится условие

$$B(x, y) \sim ih\bar{z}, \quad z \rightarrow \infty, \quad (3)$$

где h — градиент магнитного поля. Такое поведение поля соответствует картине линий, наблюдаемой вдали от гиперболической нулевой точки в модели Сыроватского [7].

Для нахождения функции магнитного поля B удобно использовать комплексно сопряжённую с ней функцию

$$\mathcal{F}(z) = u(x, y) + iv(x, y) = \bar{B}(z), \quad z \in g, \quad (4)$$

поскольку из потенциальности поля вытекает, что определённая таким способом функция $\mathcal{F}(z)$ является аналитической функцией комплексной переменной z в области g . Заменяя в (2) B величиной \mathcal{F} и учитывая граничные условия на разрезах $\Gamma + 4S$, приходим к задаче Римана–Гильберта для функции $\mathcal{F}(z)$:

$$\operatorname{Re} [v(z)\mathcal{F}(z)] = c(z) \quad \text{на } \Gamma + 4S. \quad (5)$$

Здесь $c(z)$ — известная функция: $c(z) = 0$ на токовом слое Γ , $c(z) = \beta$ на разрезах S .

Рисунок 3 иллюстрирует метод решения задачи [17]. Поскольку задача обладает симметрией относительно осей x и y , то достаточно рассмотреть одну четверть области g , например первый квадрант с разрезом CDE — область G (рис. 3а). Поскольку область G — бесконечный

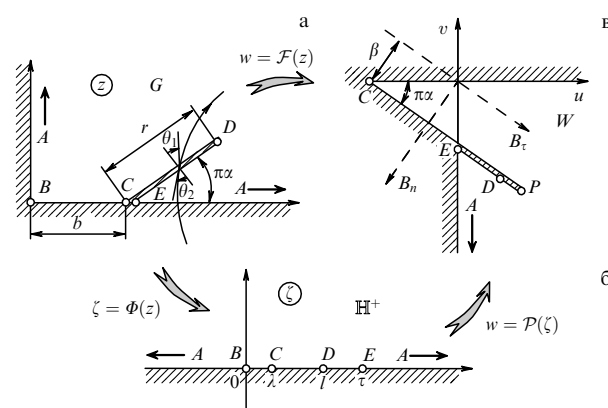


Рис. 3. Схема решения задачи Римана–Гильберта. (а) Исходная область. (б) Верхняя полуплоскость. (в) Область годографа магнитного поля.

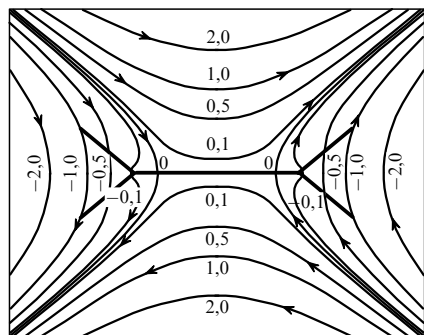


Рис. 4. Токовая структура (отрезки жирных прямых линий) и линии магнитного поля (тонкие кривые, на которых направление поля указано стрелками) в модели токового слоя с присоединёнными ударными волнами [12] при характерных значениях параметров: $b = r = 1$, $\alpha = 1/4$, $\beta = 1$ и $h = 1$.

пятиугольник, её можно отобразить на верхнюю полуплоскость \mathbb{H}^+ (рис. 36) с помощью конформного отображения $\zeta = \Phi(z)$, обратное к которому представимо в виде интеграла Кристоффеля – Шварца [18]:

$$\Phi^{-1}(\zeta) = \mathcal{K} \int_0^\zeta t^{-1/2}(t-\lambda)^{-\alpha}(t-1)(t-\tau)^{\alpha-1} dt. \quad (6)$$

Решение $\mathcal{P}(\zeta)$ задачи в верхней полуплоскости \mathbb{H}^+ может быть найдено стандартными методами [13]; оно показано на рис. 3в. Подставив $\zeta = \Phi(z)$ в $\mathcal{P}(\zeta)$, окончательно записываем общее решение \mathcal{F} в виде $\mathcal{F}(z) = \mathcal{P}[\Phi(z)]$.

В работе [12] получено аналитическое решение задачи о токовом слое с присоединёнными ударными волнами (рис. 4). Оно позволило изучить глобальное устройство магнитного поля, а также поведение определяемых им полного тока и скорости пересоединения в зависимости от параметров β и h . В работе [16] рассмотрен характер преломления магнитного поля на ударной волне, т.е. на разрезе CDE (рис. 3а). Здесь θ_1 и θ_2 — углы отклонения вектора магнитного поля от внутренних по отношению к области G нормалей соответственно к участкам CD и DE её границы.

Соотношение между этими углами определяет тип ударной МГД-волны (см. [19]). Если, например, оба угла положительны и $\theta_2 > \theta_1$, то волна является быстрой, а в случае $\theta_1 > \theta_2$ — медленной. Как показано в [16], вблизи точки присоединения ударной волны к токовому слою всегда существует отрезок разреза S , на котором она представляет собой трансальвеновскую ударную волну. Последняя увеличивает тангенциальную составляющую поля и меняет её направление на противоположное (см. [20]). Трансальвеновские волны являются неэволюционными (см. [19]). Анализ вопроса об эволюционности самого токового слоя (см. [6, гл. 10]) показал, что в областях обратных токов слой не является эволюционным как МГД-разрыв [21] и, следовательно, может расщепляться на другие разрывы, которые и наблюдаются в современных численных экспериментах [22, 23]. На рисунке 5 приведена картина магнитного поля для модели с распадающимся токовым слоем при наличии присоединённых ударных волн (рис. 2б). Отчётливо видны области прямого и обратного токов, преломление линий поля на ударных волнах.

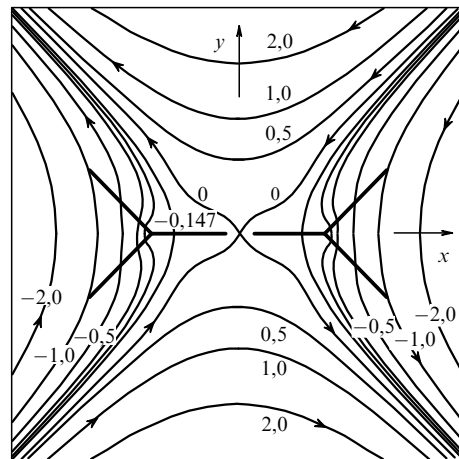


Рис. 5. Картина линий магнитного поля в окрестности распадающегося токового слоя с присоединёнными ударными волнами [16].

5. Физика пересоединяющих токовых слоёв

Эффект магнитного пересоединения лежит в основе многих нестационарных явлений в космической и лабораторной плазме, сопровождающихся быстрыми течениями плазмы и ударными волнами, мощными потоками тепла и заряженных частиц, ускоренных до высоких энергий. К этим явлениям относятся, в первую очередь, солнечные вспышки, которые доступны для самого всестороннего изучения и детального моделирования [24]. На Солнце пересоединяющие токовые слои возникают естественным образом в короне в магнитных полях так называемых активных областей, в которых магнитные поля являются сильными, а электрические поля в пересоединяющих токовых слоях достигают огромных значений.

Рассмотренные выше аналитические модели не описывают физические процессы внутри токового слоя. В приближении сильного поля токовый слой представляет собой бесконечно тонкий МГД-разрыв. Вследствие двумерности эффекта пересоединения такой разрыв существенно отличается от одномерных МГД-разрывов, включённых в стандартную классификацию [25]. Структура поля в его окрестности описывается решением Сыроватского [7]. В этом же приближении можно исследовать динамику плазмы в окрестности токового слоя (см. [26, гл.3]). Можно, в частности, найти скорости течений плазмы вместе с замороженным магнитным полем и отождествить скорость втекания в слой со скоростью пересоединения в нём. Таким образом, решение Сыроватского, описывающее двумерную структуру магнитного поля в окрестности токового слоя, играет такую же роль, как и адиабата Гюгонио, определяющая параметры стационарного одномерного течения газа через фронт ударной волны в гидродинамике. На присоединённых к токовому слою МГД-ударных волнах применимы соответствующие МГД-обобщения адиабаты Гюгонио.

В рамках приведённых выше моделей параметры токового слоя и ударных волн являются заданными. В конкретных астрофизических приложениях, например в солнечных вспышках, для определения этих параметров (в частности, полуширины b токового слоя) следует воспользоваться конкретной физической моделью, а именно моделью высокотемпературного турбулентного токового слоя (заштрихованная область овальной

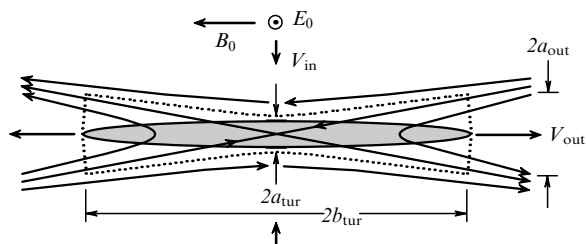


Рис. 6. Высокотемпературный турбулентный токовый слой [6] в качестве физической модели области прямого тока в пересоединяющем токовом слое.

формы на рис. 6) (см. [6, гл. 6]). Эта двумерная самосогласованная модель основывается на законах сохранения массы, импульса и энергии, а также законе Ома, записанных в виде порядковых соотношений.

Температура токового слоя столь высока, что кулоновскими столкновениями в нём можно пренебречь. Доминирующими физическими процессами в таком "сверхгорячем" слое являются прямой нагрев электронов и ионов в результате взаимодействия частица – волна внутри турбулентного слоя и охлаждение электронов аномальными тепловыми потоками из слоя [27, 28]. Модель позволяет оценить характерные значения толщины $2a_{\text{tur}}$ и ширины $2b_{\text{tur}}$ турбулентного слоя (см. рис. 6), плотность плазмы, температуру электронов и ионов в нём, а также мощность выделения энергии и другие параметры, представляющие интерес с точки зрения астрофизических приложений теории магнитного пересоединения.

Однако существенным преимуществом аналитических моделей является возможность исследовать общие закономерности, не зависящие от детальных предположений той или иной физической модели пересоединения в сильных магнитных полях. Это вполне аналогично тому, что адиабата Гюгонио описывает начальное и конечное состояние газа при переходе через фронт ударной волны, вне зависимости от того, как именно осуществляется этот переход.

Список литературы

1. Сыроватский С И *Астрон. журн.* **39** 987 (1962) [Syrovatskii S I *Sov. Astron. J.* **6** 768 (1963)]
2. Syrovatskii S I *Solar Phys.* **76** 3 (1982)
3. Сыроватский С И *ЖЭТФ* **50** 1133 (1966) [Syrovatskii S I *Sov. Phys. JETP* **23** 754 (1966)]
4. Имшенник В С, Сыроватский С И *ЖЭТФ* **52** 990 (1967) [Imshennik V S, Syrovatskii S I *Sov. Phys. JETP* **25** 656 (1967)]
5. Сомов Б В, Сыроватский С И *УФН* **120** 217 (1976) [Somov B V, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **19** 813 (1976)]
6. Somov B V *Plasma Astrophysics Pt. II Reconnection and Flares* (New York: Springer, 2006)
7. Сыроватский С И *ЖЭТФ* **60** 1727 (1971) [Syrovatskii S I *Sov. Phys. JETP* **33** 933 (1971)]
8. Petschek H E, in *The Physics of Solar Flares, Proc. of the AAS–NASA Symp., 28–30 October, 1963, Greenbelt, MD* (Ed. W N Hess) (Washington, DC: NASA, 1964) p. 425
9. Брушлинский К В, Заборов А М, Сыроватский С И *Физ. плазмы* **6** 297 (1980) [Brushlinskii K V, Zaborov A M, Syrovatskii S I *Sov. J. Plasma Phys.* **6** 165 (1980)]
10. Biskamp D *Phys. Fluids* **29** 1520 (1986)
11. Марковский С А, Сомов Б В, в сб. *Физика солнечной плазмы* (Отв. ред. Б В Сомов, В В Фомичев) (М.: Наука, 1989) с. 45

12. Безродных С И, Власов В И, Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **33** 153 (2007) [Bezrodnykh S I, Vlasov V I, Somov B V *Astron. Lett.* **33** 130 (2007)]
13. Лаврентьев М А, Шабат Б В *Методы теории функций комплексного переменного* (М.: Наука, 1973)
14. Somov B V *Physical Processes in Solar Flares* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1992)
15. Сомов Б В, Сыроватский С И *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **39** 375 (1975) [Somov B V, Syrovatskii S I *Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser.* **39** (2) 109 (1975)]
16. Безродных С И, Власов В И, Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **36** (10) (2010) [Bezrodnykh S I, Vlasov V I, Somov B V *Astron. Lett.* **36** (10) (2010)]
17. Безродных С И, Власов В И *Журн. вычисл. мат. мат. физ.* **42** 277 (2002) [Bezrodnykh S I, Vlasov V I *Comput. Math. Math. Phys.* **42** 263 (2002)]
18. von Koppenfels W, Stallmann F *Praxis der Konformen Abbildung* (Berlin: Springer, 1959) [Коппенфельс В, Штальман Ф *Практика конформных отображений* (М.: ИЛ, 1963)]
19. Somov B V *Plasma Astrophysics Pt. I Fundamentals and Practice* (New York: Springer, 2006)
20. Леденцов Л С, Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **36** (10) (2010) [Ledentsov L S, Somov B V *Astron. Lett.* **36** (10) (2010)]
21. Markovskii S A, Somov B V *J. Plasma Phys.* **55** 303 (1996)
22. Chen P F et al. *Astrophys. J.* **513** 516 (1999)
23. Ugai M *Phys. Plasmas* **15** 082306 (2008)
24. Somov B V et al. *Adv. Space Res.* **32** 2439 (2003)
25. Сыроватский С И *УФН* **62** 247 (1957)
26. Сомов Б В, Сыроватский С И, в сб. *Нейтральные токовые слои в плазме* (Труды ФИАН, Т. 74, Подред. Н Г Басова) (М.: Наука, 1974) с. 14 [Somov B V, Syrovatskii S I, in *Neutral Current Sheets in Plasmas* (Proc. (Trudy) of the P N Lebedev Phys. Inst., Vol. 74, Ed. N G Basov) (New York: Consultants Bureau, 1976) p. 13]
27. Somov B V, Titov V S *Письма в Астрон. журн.* **9** 48 (1983) [Sov. Astron. Lett. **9** 26 (1983)]
28. Орешина А В, Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **26** 870 (2000) [Oreshina A V, Somov B V *Astron. Lett.* **26** 750 (2000)]

PACS numbers: 96.50.S–, 97.60.Bw, 98.62.Nx
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201009k.1000

Происхождение космических лучей

В.С. Птускин

1. Введение

Исследования по проблеме происхождения космических лучей составляют важную часть научного наследия Сергея Ивановича Сыроватского. Знаменитая монография В.Л. Гинзбурга и С.И. Сыроватского *Происхождение космических лучей* [1], опубликованная в 1963 г., стала "библией" для специалистов по астрофизике высоких энергий. Уже в этой монографии, которая была написана до открытия квазаров, реликтового излучения и пульсаров, в те времена, когда сведения о космических лучах вне солнечной системы основывались главным образом на данных радиоастрономии, были сформулированы основные положения модели происхождения космических лучей, которые остаются незыблемыми до сих пор. Развита в [1] модель основана на следующих предположениях: основная доля космических лучей имеет галактическое происхождение, они диффунди-

В.С. Птускин. Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Московская обл., РФ
E-mail: vptuskin@izmiran.ru