

Эти обстоятельства приводят к тому, что кластеры из двух и более наносфер, геометрия которых допускает возбуждение плазмонных молекул с определенной частотой, могут быть использованы для разработки эффективных нанодетекторов отдельных молекул. Такие нанодетекторы будут иметь большое отношение сигнала к шуму, так как внешние поля на частоте колебаний М-мод практически не могут их возбудить.

С другой стороны, эффективное взаимодействие плазмонных молекул с обычными атомами и молекулами может быть использовано для разработки как единичных устройств типа SPASER и нанолазеров, так и решеток из таких устройств.

Таким образом, в докладе представлена общая теория и результаты исследований плазмонных колебаний в отдельных наночастицах и кластерах наночастиц. Продемонстрировано, что при изменении формы наночастиц в спектрах локализованных плазмонов происходят радикальные изменения — плазмонные фазовые переходы. Показано, что рассмотренные в докладе локализованные плазмоны имеют значение для описания нанозлектромеханических систем и наносенсоров отдельных молекул, а также для спектроскопического контроля формы наночастиц в процессе их синтеза.

В этом докладе рассматривались локализованные плазмоны в наночастицах из обычных материалов с  $\epsilon < 0$ . Однако сейчас большее внимание уделяется метаматериалам, в которых отрицательна не только диэлектрическая, но и магнитная проницаемость [20]. В наночастицах из таких материалов локализованные плазмоны имеют существенные особенности по сравнению с рассмотренными выше [21], и поэтому их естественно называть метаплазмонами.

Автор выражает благодарность за финансовую поддержку работы Российскому фонду фундаментальных исследований (гранты 05-02-19647, 07-02-01328) и Президиуму РАН.

## Список литературы

1. Raether H *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* (Berlin: Springer-Verlag, 1988)
2. Moskovits M et al., in *Optical Properties of Nanostructured Random Media* (Topics in Applied Physics, Vol. 82, Ed. V M Shalaev) (Berlin: Springer, 2002) p. 215
3. Wang Z et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **100** 8638 (2003)
4. Lakowicz J R et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** R240 (2003)
5. Guzatov D V, Klimov V V *Chem. Phys. Lett.* **412** 341 (2005)
6. Bergman D J, Stockman M I *Phys. Rev. Lett.* **90** 027402 (2003)
7. Zia R et al. *Mater. Today* **9** (7–8) 20 (2006)
8. Климов В В, Гузатов Д В *Оптические свойства трехосного нанозллипсоида и их влияние на излучение атомов и молекул* (готовится к печати)
9. Sun Y, Xia Y *Science* **298** 2176 (2002)
10. Klimov V V, Guzatov D V *Phys. Rev. B* **75** 024303 (2007)
11. Климов В В, Гузатов Д В *Квантовая электроника*. **37** 209 (2007) [Klimov V V, Guzatov D V *Quantum Electron.* **37** 209 (2007)]
12. Klimov V V, Guzatov D V *Appl. Phys. A* **89** 305 (2007)
13. Claro F *Phys. Rev. B* **25** 7875 (1982)
14. Ruppin R *Phys. Rev. B* **26** 3440 (1982)
15. Nordlander P et al. *Nano Lett.* **4** 899 (2004)
16. Ekinci K L, Roukes M L *Rev. Sci. Instrum.* **76** 061101 (2005)
17. Klimov V V, Lambrecht A, arXiv:0712.4067
18. Palik E D (Ed.) *Handbook of Optical Constants of Solids* (Orlando: Academic Press, 1985)
19. Engelbrecht F, Helbig R *Phys. Rev. B* **48** 15698 (1993)
20. Soukoulis C M, Linden S, Wegener M *Science* **315** 47 (2007)
21. Klimov V V *Opt. Commun.* **211** 183 (2002)

PACS numbers: 52.27.Ep, 97.10.Ld, 97.60.Jd

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200808h.0880

## Генерация электронно-позитронной плазмы в магнитосфере нейтронных звезд

Я.Н. Истомин

### 1. Введение

В этом докладе обсуждаются процессы рождения релятивистской электронно-позитронной плазмы в магнитосферах вращающихся намагниченных нейтронных звезд. Рассмотрены как случай не очень сильных магнитных полей,  $B \simeq 10^{12}$  Гс, характерных для радиопульсаров, так и случай сверхсильных полей,  $B \simeq 10^{14} - 10^{15}$  Гс, которые присущи так называемым магнитарам. Показано, что сверхсильные магнитные поля не подавляют рождение частиц. Найдены области параметров, период вращения и напряженность магнитного поля, при которых происходит эффективное рождение плазмы.

Нейтронные звезды являются самыми маленькими наблюдаемыми звездами в Галактике. Их радиусы  $R$  составляют величину порядка 10 км (для сравнения — радиус Солнца равен  $7 \times 10^5$  км). Поэтому отношение размеров нейтронных звезд к размерам обычных звезд составляет величину порядка  $10^{-5}$ . Однако при таком небольшом размере массы нейтронных звезд  $M$  имеют порядок массы Солнца  $M_{\odot}$ , группируясь около значения  $1,4M_{\odot}$ . Средняя плотность вещества нейтронных звезд  $\bar{\rho} = 3M/4\pi R^3 = 7 \times 10^{14}$  г см $^{-3}$ . Эта величина превышает стандартную ядерную плотность  $\rho_0 = 2,8 \times 10^{14}$  г см $^{-3}$  в несколько раз:  $\bar{\rho} \simeq 2,5\rho_0$ . Поэтому нейтронную звезду можно представить как громадное атомное ядро размером в 10 км. В центре звезды плотность может достигать величин, превышающих ядерную плотность в 10–20 раз. При таких плотностях в центре нейтронной звезды возможна конденсация пионов, гиперонов и каонов. Обсуждается также возможность образования кварков, в основном странных. Такие звезды называют странными.

Тело звезды состоит из коры — внешней и внутренней, — в которой происходит нейтронизация вещества, и ядра — тоже внешнего и внутреннего. Количество протонов и электронов во внутренней коре и внешнем ядре составляет малую часть от количества нейтронов — несколько процентов. Нейтроны и протоны, вероятно, образуют сверхтекучие и сверхпроводящие пары, так что вещество нейтронной звезды обладает сверхтекучими и сверхпроводящими свойствами. Следует также отметить, что гравитационная энергия нейтронной звезды составляет заметную долю от энергии покоя звезды,  $E_g = GM^2/R \simeq 5 \times 10^{53}$  эрг =  $0,2Mc^2$ , где  $G$  — гравитационная постоянная.

Существование нейтронных звезд было предсказано Бааде и Цвики [1] в 1934 г., через два года после открытия нейтронов. Несмотря на малые размеры, нейтронные звезды являются одними из самых активных звезд, они излучают энергию во всем диапазоне электромагнитных волн — от радиоволн до фотонов сверхвысоких энергий, больших 1 ТэВ.

Нейтронные звезды были открыты в 1967 г. Белл и Хьюишем [2] как источники периодического радиоизлу-

чения — радиопульсары. За открытие радиопульсаров Хьюишу в 1971 г. была присуждена Нобелевская премия.

Сейчас известно более 1500 радиопульсаров. Их периоды, т.е. периодичность следования радиосигнала, обладают высокой стабильностью и наблюдаются в диапазоне от 1,5 мс до 8,5 с. Высокая стабильность и малые периоды имеют только одно объяснение: периодичность следования импульсов — это результат вращения тела, имеющего малые размеры,  $R < 5 \times 10^7$  см. Столь малыми размерами обладают только нейтронные звезды. Наблюдается также постоянное увеличение периода  $P$  радиопульсаров со временем,  $dP/dt \approx 10^{-15}$  с  $c^{-1}$ , что означает потерю энергии вращения нейтронной звезды. Теряемая энергия  $dE/dt = (2\pi)^2 I P^{-3} dP/dt$  для стандартного значения момента инерции нейтронной звезды  $I = 10^{45}$  г  $см^2$  составляет величину порядка  $dE/dt \approx 4 \times 10^{31}$  эрг  $c^{-1}$ . Однако быстро вращающиеся нейтронные звезды теряют значительно большую энергию. Так, пульсар в Крабовидной туманности излучает энергию  $10^{38}$  эрг  $c^{-1}$ , что на много порядков превышает энергию излучения Солнца. Энергия, излучаемая в радиодиапазоне, составляет лишь малую долю,  $10^{-5} - 10^{-6}$ , теряемой энергии. Самые мощные радиопульсары излучают также и в других диапазонах — оптическом, рентгеновском, гамма-диапазоне. Мощност излучения возрастает с частотой, однако все равно остается малой величиной по сравнению с полной теряемой энергией. Возникает вопрос: а что же излучает в основном вращающаяся нейтронная звезда?

Кроме радиопульсаров, нейтронные звезды являются также источниками:

а) мощного рентгеновского излучения как периодического (рентгеновские пульсары), так и нерегулярного. Это нейтронные звезды, находящиеся в составе тесных двойных звездных систем, в которых звезда-компаньон является донором вещества, аккрецирующегося на нейтронную звезду. При этом выделяется энергия, равная  $\approx 0,2$  от энергии покоя падающего потока;

б) гамма- и рентгеновских вспышек. Это аномальные рентгеновские пульсары (Anomalous X-ray Pulsars — AXP) и повторяющиеся источники мягкого гамма-излучения (Soft Gamma Repeaters — SGR). Обе указанные группы объединены в один класс так называемых магнитаров. Их источниками являются нейтронные звезды со сверхсильным магнитным полем на поверхности, порядка  $10^{14} - 10^{15}$  Гс;

в) постоянного рентгеновского излучения, исходящего из центров остатков взрыва сверхновых (Central Compact Objects — CCO). Это нейтронные звезды — остатки взрыва ядер массивных звезд — предсверхновых;

г) очень слабых оптических звезд. Это ближайшие к нам радиоспокойные нейтронные звезды;

д) спорадических вспыхивающих радиоимпульсов (Rotating Radio Transients — RRAT). Это нейтронные звезды, не являющиеся устойчиво работающими радиопульсарами.

е) необычного гамма- и рентгеновского излучения типа Geminga (Gemini gamma-ray source).

Изучение нейтронных звезд решает и дает возможность решить ряд фундаментальных проблем физики. Это прежде всего исследование уравнения состояния сверхплотного вещества,  $\rho > \rho_0$ . Уравнение состояния (которых сейчас теоретически предложено более десяти) определяет вид зависимости  $M(R)$  массы  $M$  нейтронной

звезды от ее радиуса  $R$ . Массы звезд измеряются с хорошей точностью в двойных звездных системах, радиусы — по интенсивности излучения, идущего с поверхности звезды. Но пока точность определения радиусов и масс нейтронных звезд не достаточна для того, чтобы однозначно определить уравнение состояния сверхплотного вещества.

Сверхтекучесть нейтронного вещества можно наблюдать при сбоях вращения звезды в процессе ее торможения. В ряде случаев динамика сбоя хорошо объясняется отрывом сверхтекучего вихря от коры звезды. Эволюция магнитного поля, "вмороженного" в звезду, позволяет делать выводы о сверхпроводимости ядра звезды.

Необычным является строение вещества при сильных магнитных полях  $B$ , присущих нейтронным звездам,  $B > 10^{12}$  Гс. При таких полях циклотронный радиус атомных электронов меньше борковского радиуса, атом сильно сжат в направлении, перпендикулярном магнитному полю, и имеет вид иглы. О том, каковы свойства вещества, образованного такими атомами, можно судить по взаимодействию поверхности нейтронной звезды, на которой плотность вещества достигает  $10^5$  г  $см^{-3}$ , с ее магнитосферой.

Очень важным достижением, следующим из наблюдений нейтронных звезд-радиопульсаров является проверка общей теории относительности (ОТО), т.е. измерение постньютоновских поправок к динамике движения двух нейтронных звезд, составляющих тесную пару. Так, для пульсара В 1913 + 16 измерено уменьшение орбитального периода вращения,  $dP_{orb}/dt = -2,4086 \times 10^{-12}$  с  $c^{-1}$ , что соответствует уменьшению энергии связи звезд за счет излучения ими гравитационных волн. Халсу и Тейлору за это открытие в 1993 г. была присуждена Нобелевская премия. Тайминг, т.е. точное определение времени прихода сигнала, для радиопульсаров сейчас достиг такой точности, что с помощью некоторых из них, самых стабильных, можно создать стандарт времени, имеющий лучшую стабильность, чем современные атомные часы. По задержке прихода радиосигнала и его поляризации определяют параметры межзвездной среды: электронную плотность, магнитное поле, неоднородности. Можно также зондировать непосредственные окрестности радиопульсаров. Тайминг радиопульсаров позволяет исследовать космический фон гравитационных волн.

И наконец, изучение активных нейтронных звезд позволяет исследовать электродинамические процессы, происходящие в сверхсильных магнитных полях,  $B > 10^{12}$  Гс, которыми обладают нейтронные звезды. Здесь мы рассмотрим процессы рождения плазмы в магнитосферах вращающихся намагниченных нейтронных звезд.

## 2. Магнитное поле нейтронных звезд

Наблюдения показывают, что энергия, теряемая вращающейся нейтронной звездой-радиопульсаром, в основном тратится на образование потока релятивистских частиц, который называют пульсарным ветром. Так, именно релятивистские частицы, излучаемые пульсаром, питают всю Крабовидную туманность. Поток таких частиц составляет величину  $10^{40}$  частиц в 1 с. Из наблюдений уникальной двойной системы нейтронных звезд — радиопульсаров J0737-30039 А, В — видно, как более мощный пульсар сжимает своим ветром магнито-

сферу другой звезды в несколько десятков раз. Также наблюдается нагрев звезды — компаньона миллисекундного пульсара 1957+20 — в фазе орбитального вращения, когда звезда обращена лицевой стороной к пульсару.

Однако долгое время считалось, что активность вращающейся нейтронной звезды связана не с излучением ветра, а с излучением так называемой магнито-дипольной волны — электромагнитной волны, создаваемой вращающимся магнитным диполем, вмороженным в звезду. Мощность излучения  $dE/dt = 2\Omega^4 \mu^2 \sin^2 \chi / 3c^3$  приравнивалась к потерям вращательной энергии звезды. Здесь  $\Omega = 2\pi/P$  — частота вращения звезды,  $\mu$  — ее магнитный момент,  $\chi$  — угол между осью вращения и осью магнитного диполя. Получающаяся оценка величины магнитного поля на поверхности,  $B = (P dP/dt_{-15})^{1/2} \times 10^{12}$  [Гс], как раз соответствовала ожидаемым величинам. (Запись  $dP/dt_{-15}$  обозначает торможение вращения в единицах  $10^{-15} \text{ с}^{-1}$ .)

Идея о том, что активность вращающихся нейтронных звезд связана с наличием сильного магнитного поля,  $B \simeq 10^{12}$  Гс, была высказана В.Л. Гинзбургом почти сразу же после открытия радиопульсаров. Действительно, при быстром сжатии звезды — предсверхновой — в  $10^5$  раз магнитное поле при сохранении потока усиливается в  $10^{10}$  раз, что при характерной величине магнитного поля 100 Гс обычной звезды приводит к данной оценке. Более того, при остывании нейтронной звезды после взрыва сверхновой магнитное поле может генерироваться в ядре током электронов, несущим тепловой поток. Наблюдения абсорбционных циклотронных линий в спектре некоторых рентгеновских источников также дают величину магнитного поля на поверхности нейтронных звезд порядка  $10^{12}$  Гс. Предельной величиной магнитного поля, которой может обладать нейтронная звезда, следует считать величину магнитного поля порядка  $10^{18}$  Гс, при которой энергия магнитного поля уравнивается с гравитационной энергией  $E_g$ .

Как упоминалось ранее, существуют нейтронные звезды, образующие целый класс, немногочисленный, но очень активный, которые дают яркие вспышки гамма- и рентгеновского излучения и у которых магнитное поле значительно больше, чем у пульсаров. Такие звезды сравнительно медленно вращаются,  $P \simeq 5-10$  с, но тормозятся значительно сильнее,  $dP/dt \simeq 10^{-10} - 10^{-12} \text{ с}^{-1}$ . Их энергия обусловлена не вращением, а магнитным полем. Поток рентгеновского излучения от такой звезды  $W_x \simeq 10^{35} - 10^{36} \text{ эрг} \text{ с}^{-1}$  значительно превышает теряемую звездой энергию вращения  $I\Omega d\Omega/dt$ . Энергия, запасенная в магнитном поле,  $\int (B^2/8\pi) dV$ , также больше энергии вращения звезды  $I\Omega^2/2$ . Это указывает на то, что источником активности звезды, принадлежащей к данному классу, является не вращение звезды, как в случае радиопульсаров, а магнитное поле. Поэтому такие нейтронные звезды называют магнитарами.

Сильное магнитное поле в магнитосфере нейтронной звезды создает условия для генерации плазмы и образования ветра — потока релятивистских электронов и позитронов, излучаемого активными звездами.

### 3. Генерация плазмы

Эффективное рождение частиц начинается при значениях магнитного поля, близких к величине так называемого

критического магнитного поля

$$B_c = \frac{m^2 c^3}{e\hbar} = 4,4 \times 10^{13} \text{ Гс}.$$

Здесь  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона,  $c$  — скорость света,  $\hbar$  — постоянная Планка. В таком магнитном поле расстояние между соседними уровнями Ландау равно энергии покоя электрона,  $\hbar\omega_c = mc^2$ . В таком электрическом поле вакуум становится неустойчивым и в нем начинают рождаться электрон-позитронные пары. Вероятность однофотонного рождения электрон-позитронной пары в магнитном поле равна

$$w = bB \sin \beta \exp\left(-\frac{8}{3Bk \sin \beta}\right), \quad B < 1,$$

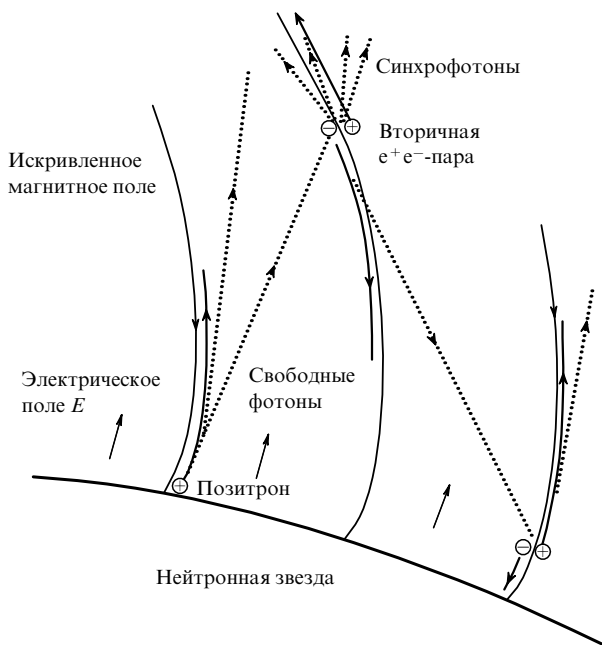
где угол  $\beta$  — угол между волновым вектором фотона и магнитным полем,  $k$  — величина волнового вектора фотона в единицах обратной комптоновской длины волны электрона, величина магнитного поля берется в единицах критического магнитного поля,  $b$  — константа. Рождение пары начинается с порогового значения  $k \sin \beta > 2$ . Видно, что даже при не очень сильных полях,  $B < 10^{-2}$ , которые присущи радиопульсарам, фотоны с энергией  $k > 10^2$  начинают эффективно рождать пары. В сильном магнитном поле,  $B > 1$ , вероятность рождения еще выше:

$$w = bB \exp\left(-\frac{k^2 \sin^2 \beta}{2B}\right), \quad B > 1,$$

и пара рождается сразу же после достижения порога.

Релятивистские частицы в магнитосфере звезды быстро теряют поперечный импульс за счет синхротронных потерь и движутся вдоль магнитного поля. Магнитные силовые линии имеют большую кривизну; радиус кривизны  $\rho$  у поверхности изменяется от величины, равной радиусу звезды ( $\simeq 10^6$  см) на экваторе, до величины порядка  $10^8$  см в полярной области. Двигаясь по кривой траектории, частицы излучают фотоны, так называемые изгибные кванты, которые имеют энергию  $k = 3\gamma^3/2\rho \simeq 10^4$ , достаточную для того, чтобы самим родить электрон-позитронную пару. Величина  $\gamma$  — лоренц-фактор частицы, а радиус кривизны измеряется в единицах комптоновской длины волны электрона  $\hbar/mc$ . Заряженные частицы приобретают значительную энергию (лоренц-фактор достигает значений вплоть до  $\gamma \simeq 10^7$ ), двигаясь в электрическом поле  $E$ , возникающем в магнитосфере вследствие ее вращения,  $E \simeq \Omega R B/c$ . Изгибные фотоны, первоначально распространяющиеся вдоль магнитного поля, ввиду кривизны поля, пройдя длину  $l$ , достигают порогового значения угла  $\beta$ ,  $l/\rho = 2/k$ . Для сильного магнитного поля,  $B > 1$ , длина  $l$  и будет являться длиной пробега фотона до рождения пары. В слабом магнитном поле,  $B < 1$ , длина пробега несколько больше,  $l = 8\rho/3kBA$ , где  $A$  — логарифмический фактор,  $A \simeq 10-15$ . Так возникает каскадное рождение электронно-позитронной плазмы в магнитосфере нейтронной звезды, изображенное на рис. 1.

В слабом магнитном поле,  $B < 1$ , каскад усиливается за счет того, что частицы рождаются на высоких уровнях Ландау и, переходя на основной уровень, излучают так называемые синхрофотоны, значительно увеличивая



**Рис. 1.** Схема, иллюстрирующая процесс рождения электронно-позитронной плазмы в магнитосфере нейтронной звезды вблизи ее поверхности. Частицы ускоряются электрическим полем, движутся вдоль криволинейного магнитного поля, излучают изгибные фотоны, которые, пересекая магнитные силовые линии, рождают электрон-позитронные пары. В слабом магнитном поле,  $B < B_c$ , при рождении частицы переходят на основной уровень Ландау, излучая синхротроны. В сильном магнитном поле рождение происходит на основной или первый уровень.

число фотонов. В сильном магнитном поле,  $B > 1$ , рождение происходит или на основной, или на первый уровень, в зависимости от поляризации фотона.

Вообще, в сильном магнитном поле процессы с участием фотонов сильно зависят от их поляризации. Возможны две поляризации: 1) продольная поляризация, при которой электрическое поле фотона лежит в плоскости ( $\mathbf{k}, \mathbf{B}$ ) и электрическое поле имеет отличную от нуля проекцию на магнитное поле, и 2) поперечная поляризация, при которой электрическое поле ортогонально как  $\mathbf{k}$ , так и  $\mathbf{B}$ .

В поле  $B > 1$  возможен распад поперечного фотона на два продольных,  $k_{\perp} \rightarrow k_{\parallel} + (k - k_{\parallel})_{\parallel}$ . Ранее считалось, что эти два фактора — отсутствие синхротронов и распад фотона на два — в сильном магнитном поле приводят к подавлению рождения плазмы в магнитосфере магнитара. Это, казалось, подтверждалось наблюдениями — ни один магнитар не излучал в радиодиапазоне. Однако наблюдения на очень низких частотах,  $\approx 100$  МГц, в Пушинской радиообсерватории ФИАНА показали, что необычное радиоизлучение наблюдается у двух магнитаров [3, 4]. Кроме того, магнитар, аномальный рентгеновский пульсар ХТЕ 1810-197, после рентгеновской вспышки в 2003 г. заработал как мощный радиопульсар [5]. В 2007 г. был также открыт магнитар, излучающий в радиодиапазоне. Это означает, что рождение *плотной* плазмы в магнитосфере магнитара в сильном магнитном поле,  $B > 1$ , также возможно, как и в магнитосфере радиопульсаров,  $B < 1$ .

Плотной называют плазму, плотность которой превышает некоторое значение, называемое плотностью

Гольддайха–Джулиана  $n_{GJ}$  [6], разделяющее вакуумную магнитосферу нейтронной звезды, в которой генерируется нестационарное электромагнитное поле (магнито-дипольная волна), и стационарную магнитосферу, заполненную плазмой:

$$n_{GJ} = -\frac{B\Omega}{2\pi c e}.$$

Эта плотность у поверхности звезды, как пульсара, так и магнитара, составляет порядка  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Каскадное рождение электронов и позитронов в магнитосфере радиопульсаров приводит к значению плотности, значительно превышающему  $n_{GJ}$ . Величина множественности рождения плазмы  $\lambda = n/n_{GJ}$  достигает значений  $\lambda = 10^4 - 10^5$  [7].

Что касается магнитаров, т.е. сильных магнитных полей,  $B > 1$ , то оказалось [8], что и в них множественность рождения плазмы составляет такую же величину. И хотя при  $B > 1$  отсутствует второе поколение частиц, т.е. частиц, рожденных синхротронами, однако плотность первого поколения, от изгибных фотонов, пропорциональна напряженности магнитного поля,  $n \propto B$ , что при больших полях компенсирует отсутствие синхротронов. Что касается распада фотонов, то он приводит к 100 %-ной поляризации гамма-квантов, которые становятся параллельно поляризованными [8].

Таким образом, сильное магнитное поле не приводит к подавлению рождения плазмы, как предполагали ранее. Единственным фактором, подавляющим рождение плазмы у магнитаров, является медленность их вращения. В среднем периоды вращения магнитаров на два порядка превышают периоды вращения радиопульсаров. Тем самым размер полярной области, в которой происходит рождение плазмы,  $\approx R(\Omega R/c)^{1/2}$ , уменьшается на порядок. Это приводит к возрастанию радиуса кривизны  $\rho$  магнитных силовых линий (на оси диполя  $\rho$  равен бесконечности). В результате сокращается интервал энергий рожденных электронов и позитронов. Минимальный лоренц-фактор  $\gamma_{\min} = \rho/R$  увеличивается, в то время как максимальный  $\gamma_{\max} = 3\gamma_0^3/4\rho$  уменьшается. Величина  $\gamma_0 mc^2$  — это энергия, получаемая частицами от продольного электрического поля, существующего в полярной области. При  $\gamma_{\max} \approx \gamma_{\min}$  генерация плазмы у магнитаров фактически отсутствует. Это условие определяет границу параметров, период вращения  $P$  и магнитное поле  $B$ , при которых возможна генерация плотной плазмы в магнитосфере магнитаров:

$$P \left( \frac{B}{10^{12} \text{ Г}} \right)^{-3/7} < 1 \text{ с.}$$

Для радиопульсаров аналогичная граница была определена в работе [7] (см. также книгу [9]),  $P(B/10^{12} \text{ Г})^{-8/15} < 1 \text{ с.}$  Диаграмма ( $P, dP/dt$ ) для радиопульсаров и магнитаров, на которой указаны границы рождения плазмы, представлена на рис. 2. Магнитное поле и торможение вращения связаны соотношением  $B = (P dP/dt_{-15})^{1/2} \times 10^{12} \text{ [Гс]}$ .

**4. Заключение**

Наблюдения радиопульсаров дают возможность объяснить, как происходит рождение плазмы в магнитосферах нейтронных звезд. Такая возможность возникла при

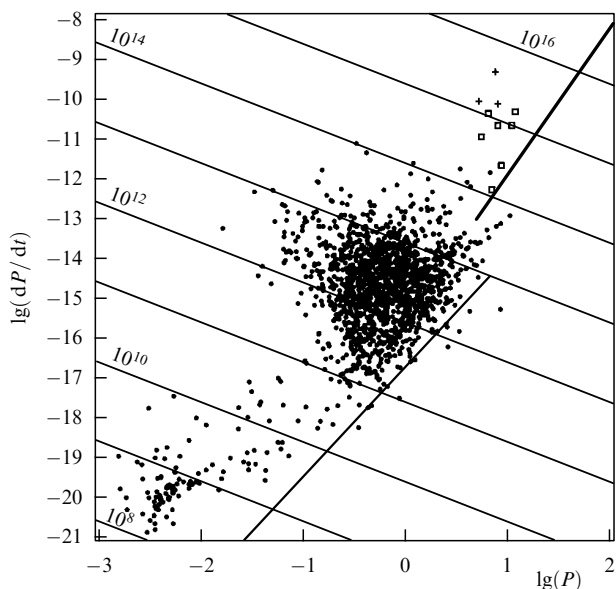


Рис. 2. На диаграмме  $P - dP/dt$  показаны линии, определяющие границы эффективного рождения пар. Кружками изображены радиопульсары, крестами и квадратами — магнитары. Тонкая линия — граница рождения для радиопульсаров,  $dP/dt \propto P^{11/4}$  [7], жирная линия — граница рождения для магнитаров,  $dP/dt \propto P^{11/3}$  [8].

наблюдении небольшой группы так называемых выключающихся пульсаров. Это пульсары, у которых радиоизлучение исчезает на некоторое время, а затем возникает снова. Такие периоды "радиомолчания" и "радиоработы" происходят в течение всего времени наблюдения. Так, тщательные наблюдения пульсара PSRB 1931 + 24, который молчит в течение 20–25 дней, затем включается на 5–10 дней, показали, что его торможение в периоды работы и молчания существенно различается [10]. Торможение во время излучения радиоволн в 1,5 раза больше, чем во время молчания. Объяснение этого явления состоит в том, что генерация радиоизлучения связана с генерацией плазмы и энергия вращения тратится на генерацию пульсарного ветра, в то время как отсутствие радиоизлучения означает, что генерации плазмы не происходит и энергия вращения тратится на генерацию магнито-дипольной волны [11]. Поэтому и потери энергии существенно разные. В момент включения, если его уловить, можно было бы наблюдать развитие каскадного рождения плазмы, которое должно отразиться на временном поведении интенсивности и частотного спектра радиоизлучения. В момент выключения, которое по наблюдениям длится не больше 10 с, можно было бы наблюдать взаимодействие магнито-дипольного излучения с пульсарным ветром. Дело в том, что электромагнитное излучение распространяется со скоростью света, быстрее, чем ветер, и, догоняя ветер, начинает с ним взаимодействовать. Магнитное поле излучения возбуждает синхротронное излучение релятивистских частиц ветра. Измерение интенсивности и частотного спектра такого излучения позволило бы определить плотность и энергетический спектр частиц ветра.

В заключение следует отметить, что наблюдения нейтронных звезд и теория наблюдаемых явлений дают фундаментальное понимание поведения вещества в

экстремальных состояниях, в частности в сильных магнитных полях.

## Список литературы

1. Baade W, Zwicky F *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **20** 259 (1934)
2. Bell S J, Hewish A *Nature* **213** 1214 (1967)
3. Malofeev V M, Malov O I, Teplykh D A, in *Young Neutron Stars and Their Environments: Proc. of the 218th Symp. of the IAU, Sydney, Australia, 14–17 July 2003* (Eds F Camilo, B M Gaensler) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 2004) p. 261
4. Малофеев В М и др. *Астрон. журн.* **82** 273 (2005) [Malofeev V M et al. *Astron. Rep.* **49** 242 (2005)]
5. Camilo F et al. *Nature* **442** 892 (2006)
6. Goldreich P, Julian W H *Astrophys. J.* **157** 869 (1969)
7. Гуревич А В, Истомин Я Н *ЖЭТФ* **89** 3 (1985) [Gurevich A V, Istomin Ya N *Sov. Phys. JETP* **62** 1 (1985)]
8. Истомин Я Н, Собьянин Д Н *Письма в Астр. журн.* **33** 740 (2007) [Istomin Ya N, Sobyenin D N *Astron. Lett.* **33** 660 (2007)]
9. Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Physics of the Pulsar Magnetosphere* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993)
10. Kramer M et al. *Science* **312** 549 (2006)
11. Gurevich A V, Istomin Ya N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **377** 1663 (2007)

PACS numbers: 63.20.kp, 63.22. – m  
DOI: 10.3367/UFNr.0178.200808i.0884

## Многоканальное распространение и рассеяние фононов и фотонов в низкоразмерных наноструктурах

Ю.А. Косевич

### 1. Введение

В последние годы в связи с существенным прогрессом в разработке и создании новых технологичных и функциональных материалов заметно возрос интерес к изучению генерации и распространения когерентных акустических фононов в квазидномерных сверхструктурах, в том числе содержащих "акустические нанополости" [1], в нанопроволоках и наностержнях [2]. Важными для возможных приложений являются исследования процессов фононного теплопереноса в низкоразмерных системах, например через микроконтакты различных твердых тел [3]. В связи с поиском технологичных материалов для термоэлектрических преобразователей весьма актуальными стали недавно полученные экспериментальные данные по значительному уменьшению теплопроводности кремниевых нанопроволок с шероховатыми поверхностями по сравнению с теплопроводностью объемного кремния и кремниевых нанопроволок с гладкими поверхностями [4–6]. Более того, фононный вклад в теплопроводность монокристаллических кремниевых нанопроволок с диаметрами, меньшими 50 нм, приближается к предельному значению для аморфного кремния, что не может быть объяснено существующими теориями [5]. Молекулярно-динамическое моделирование теплопроводности алмазных наностержней с поверхностями, покрытыми водородом с присоединенными фенильными группами, также показало заметное уменьшение теплопроводности наностержней по сравнению с теплопроводностью объемных кристаллов [7].

В настоящем докладе описаны и рассмотрены несколько примеров так называемого многоканального распространения и рассеяния фононов и фотонов, кото-