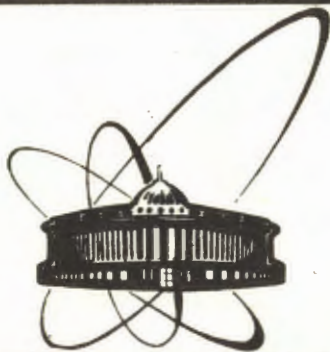


24/x-83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

5519/83

P4-83-461

В.Г.Картавенко

РЕШЕНИЯ СОЛИТОННОГО ТИПА  
В ЯДЕРНОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ  
Ядерная материя

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Ядерные реакции с участием тяжелых ионов предоставили уникальную возможность реального изучения процессов переноса и релаксации в ядерном веществе. Одна из интереснейших проблем, до сих пор не получившая окончательного решения, - задача об эволюции возмущения ядерной плотности. В частности, по аналогии с движением точечного объекта в бесконечной среде со сверхзвуковой скоростью была выдвинута идея о возможности распространения в ядерном веществе ударных волн<sup>/1/</sup>. Анализ этого и других нелинейных коллективных явлений нужно, в принципе, проводить с учетом того факта, что ядро является конечной квантовой системой сильно взаимодействующих фермионов. Причем для движущейся флуктуации плотности ядерное вещество является не только нелинейной /вследствие зависимости взаимодействия от плотности/, но и диспергирующей средой. Ответственные за дисперсию члены взаимодействия во многом обусловлены квантовыми эффектами. Взаимное действие нелинейности и дисперсии среды может привести к тому, что отдельные флуктуации плотности будут распространяться по ядерному веществу с постоянной скоростью и без изменения формы - солитоны. Одно из существенных отличий солитона от ударной волны состоит в том, что система после прохождения солитона возвращается в исходное состояние, в то время как за фронтом ударной волны ее состояние отличается от начального. Такие возбуждения хорошо известны в физике плазмы, теории элементарных частиц и многих других областях современной физики<sup>/2,3/</sup>. Указания на возможность солитонных возбуждений в холодном ядерном веществе были недавно сделаны в работах<sup>/4,5/</sup>.

В данной работе мы изучим свойства таких явлений на основе квазиклассических уравнений ядерной гидродинамики<sup>/6-8/</sup>.

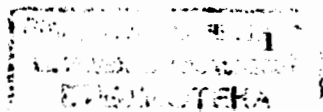
## 2. СОЛИТОНЫ В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

В квазиклассическом пределе уравнения ядерной гидродинамики записываются следующим образом /обозначения стандартные/:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0,$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = \frac{\hbar^2}{4m^2} \vec{\nabla} \cdot \left( \frac{\Delta \rho}{\rho} - \frac{|\vec{\nabla} \rho|^2}{2\rho^2} \right) - \frac{1}{m} \vec{\nabla} \frac{\delta \mathcal{E}}{\delta \rho}.$$

/1a/



Функционал взаимодействия выберем в виде эффективных сил Скирма:

$$\mathcal{E}[\rho] = -\frac{3}{8} |t_0| \int dx \rho^2 + \frac{t_3}{16} \int dx \rho^3. \quad /2/$$

Подробности вывода уравнений /1а/ и выбора взаимодействия /2/ приведены в работах /6-8/. В /8/ нами были исследованы точные солитонные решения уравнений /1а/ и /2/. Показано, что сферически симметричные и одномерные безузловые солитонные решения хорошо описывают основные свойства плотности атомных ядер. В данной работе мы покажем, что уравнения /1а/, /2/ имеют также приближенные солитонные решения, описывающие движение флуктуации плотности в ядерной материи.

Для дальнейшего изложения удобно переписать /1а/, /2/, используя связь плотности ядерной материи  $\rho_0$  с параметрами сил Скирма /8/:

$$\rho_0 = \frac{3|t_0|}{t_3}. \quad /3а/$$

и вводя скорость "звука" в ядерной материи:

$$c_s \equiv \sqrt{\frac{1}{m} \left( \rho^2 \frac{\delta^2 (\mathcal{E}/\rho)}{\delta \rho^2} \right)_{\rho=\rho_0}} = \frac{3|t_0|}{\sqrt{8mt_3}}. \quad /3б/$$

В этом случае уравнения /1а/ переписутся так:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \vec{\nabla} (\eta \vec{v}) &= 0, \quad \eta \equiv \rho(\vec{x}, t) / \rho_0, \\ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \vec{\nabla} \vec{v} &= \frac{\hbar^2}{4m^2} \vec{\nabla} \left( \frac{\Delta \eta}{\eta} - \frac{|\vec{\nabla} \eta|^2}{2\eta^2} \right) - \\ &- \frac{c_s^2}{2} \vec{\nabla} (3\eta^2 - 4\eta). \end{aligned} \quad /16/$$

Перечислим основные отличия системы уравнений /16/ от аналогичных уравнений работы /5/:

- 1/ уравнения /16/ содержат члены более высокой, по сравнению с /4, 5/, нелинейности ( $\sim \eta^2$ );
- 2/ отличается вид градиентных сил, ответственных за дисперсию: в работе /5/ вместо  $\Delta \eta / \eta - |\vec{\nabla} \eta|^2 / (2\eta^2)$  присутствует только  $\Delta \eta / \eta$ ;
- 3/ четко фиксирован знак перед градиентным членом ( $\hbar^2/m^2 > 0!$ ) и видна квантовая природа этого взаимодействия.

При построении решений, описывающих движение возбуждения в ядерной материи, мы будем следовать схеме работы /5/, основанной на известной из теории дифференциальных уравнений методике масштабного преобразования:

$$\xi = \frac{a^{1/2}}{c_s^2} (x - \sigma c_s t), \quad \tau = \frac{a^{3/2} t}{c_s} \quad /4/$$

$$y = y, \quad z = z.$$

В преобразовании /4/ ось  $x$  направлена вдоль пучка ионов, падающего в ядерное вещество и создающего флуктуации ядерной плотности. Переход от  $(x, t) \rightarrow (\xi, \tau)$  означает переход к системе координат, движущейся со скоростью, близкой к скорости "звука" ( $c_s$ ). Параметр ( $a \ll 1$ ) характеризует величину отклонения этой скорости от скорости  $c_s$ . Параметр  $\sigma = \pm 1$  определяет направление движущейся системы координат. Решения для  $\rho$  и  $\vec{v}$  ищутся в виде разложения по параметру  $a$ :

$$\begin{aligned} \eta &\equiv \frac{\rho(\vec{x}, t)}{\rho_0} = 1 + a \eta_1 + a^2 \eta_2 + \dots \\ \vec{v} &\equiv \frac{\vec{v}}{c_s} = a \vec{u}_1 + a^2 \vec{u}_2 + \dots \end{aligned} \quad /5/$$

Подставляя /4/, /5/ в уравнения движения /16/ и собирая члены при одинаковых степенях  $a$ , получаем, что движение по осям  $y, z$  в первых порядках по  $a$  отделяется от движения по осям  $\xi, \tau$ . Поэтому в дальнейшем мы опустим знак вектора  $y$  переменной  $\vec{u}$ , подразумевая под этим ее проекцию на ось  $x$ . Выделяя в уравнениях /16/ члены, линейные по  $a$ , получим:

$$\frac{\partial \eta_1}{\partial \xi} = \sigma \frac{\partial u_1}{\partial \xi}. \quad /6/$$

Квадратичные по  $a$  слагаемые дают систему двух связанных уравнений на  $\eta_1, u_1, \eta_2, u_2$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta_1}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi} (u_2 + \sigma \eta_2 + u_1 \eta_1) &= 0, \quad C \equiv \frac{\hbar^2}{4m^2 c_s^6} \\ \frac{\partial u_1}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi} (\eta_2 - \sigma u_2 + \frac{u_1^2}{2} + \frac{3}{2} \eta_1^2) - C \frac{\partial^3 \eta_1}{\partial \xi^3} &= 0. \end{aligned} \quad /7/$$

Интегрируя /6/ и комбинируя уравнения /7/, получим уравнение типа Кортевега де Вриза /КдВ/ для  $\eta_1(\xi, \tau)$ :

$$\sigma \frac{\partial \eta_1}{\partial \tau} + 3\eta_1 \frac{\partial \eta_1}{\partial \xi} - \frac{C}{2} \frac{\partial^3 \eta_1}{\partial \xi^3} = 0. \quad /8/$$

Это уравнение имеет солитонные решения:

$$\eta_1(\xi, \tau) = - \frac{b}{\text{ch}^2\left(\sqrt{\frac{b}{2C}}(\xi + b\sigma\tau)\right)}, \quad b > 0 \quad /9/$$

удовлетворяющие обычным граничным условиям:

$$\eta_1(\chi) \rightarrow 0, \quad \partial \eta_1 / \partial \chi \rightarrow 0, \quad \chi \rightarrow \infty$$

$$\partial \eta_1 / \partial \chi \rightarrow 0, \quad \chi \rightarrow 0, \quad \chi = \xi + \sigma b \tau.$$

$\sigma = \pm 1$  определяет направление движения солитона. Приведем вид решения /9/ в обычном координатном пространстве:

$$\rho(x, t) = \rho_0 \left(1 - \frac{ab}{\text{ch}^2\left(\frac{mc_s}{\hbar} \sqrt{2ba} (x - \sigma c_s (1-a)b)t\right)}\right). \quad /10/$$

Видно, что /10/ описывает распространение по ядерной материи импульсного возмущения со скоростью  $c_s(1-ab)$ . Ширина импульса

$(\hbar/mc_s \sqrt{2ba})$ , амплитуда отклонения  $(ab)$  от плотности ядерной материи определяются величиной отклонения скорости импульса от скорости звука.

Отметим основные отличия решений /10/ от соответствующих решений, полученных в работе /5/:

1/ учет высших по сравнению с /4,5/ членов нелинейности во взаимодействии приводит только к перенормировке коэффициента перед нелинейным слагаемым  $\eta_1 \partial \eta_1 / \partial \xi$  в уравнения /9/ /3 вместо  $3/2$  /5/ /;

2/ знак коэффициента  $C$ , определяющего величину дисперсии, противоположен знаку, использованному в работе /5/. Это приводит к тому, что полученное нами решение /10/ описывает "дозвуковые" ( $b > 0$ ) солитоны разрежения, а не "сверхзвуковые" солитоны уплотнения работы /5/. Вид этих градиентных сил фиксирован требованием, чтобы в гидродинамическом представлении тензор кинетической энергии обладал необходимыми коммутационными свойствами в терминах коллективных операторов плотности и тока /6,7/. Поэтому в рамках гидродинамического подхода существует лишь некая свобода в выборе величины взаимодействия, но не знака.

Полученный в нашей работе вывод о существовании солитонов разрежения, а не уплотнения, косвенно подтверждается результатами одномерных расчетов по методу ТДНФ /9/ или в рамках динамической теории Томаса-Ферми /10/. В этих расчетах, использующих силы типа сил Скирма /2/, довольно четко видны солитоны разрежения, приводящие к фрагментации "слоя" /моделирующего атомное ядро/

при выходе солитона на поверхность. И нет ни одного примера, где уплотнение распространялось бы по "слою" в виде импульса.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы продолжили начатое в /8/ изучение свойств солитонных решений уравнений ядерной гидродинамики с силами Скирма. Показано, что наряду с точными солитонными решениями, описывающими движение ядра как целого /8/, существуют приближенные решения солитонного типа для флуктуации плотности, движущейся с "околозвуковой" скоростью в холодной ядерной материи. Получены решения "дырочного" типа - "дозвуковые" солитоны разрежения.

Несмотря на наглядность, решения, полученные в нашей работе и работах /4,5/, очень упрощены. Для анализа возможности образования солитонов и других нелинейных структур при столкновении двух конечных ядер необходимо детальное численное исследование уравнений /1/, /2/. При этом полезным может оказаться результат, полученный нами в /8/ и заключающийся в том, что уравнения /1/ могут быть переписаны в форме одного нелинейного уравнения Шредингера /НУШ/ для комплексной функции  $\psi(\vec{x}, t)$ :

$$\rho(\vec{x}, t) = |\psi(\vec{x}, t)|^2, \quad \vec{v}(\vec{x}, t) = (\hbar/m) \vec{\nabla} \arg \psi(\vec{x}, t).$$

Тогда, например, подстановка в НУШ взаимодействия, использованного в работе /5/,  $(\tilde{\epsilon} - \rho^2)$ , приведет к известному кубическому НУШ (S3), которое в одномерном случае вообще может быть решено точно с помощью метода обратной задачи рассеяния /11/. Использование сил Скирма /2/, содержащих высшие степени нелинейности  $(\tilde{\epsilon} - \rho^2 + \rho^3)$ , осложняет задачу. В отличие от S3, система перестает быть полностью интегрируемой. С другой стороны, учет всех членов нелинейности взаимодействия /2/ позволяет правильно описать свойства ядерного вещества не только в области постоянной плотности ( $\rho = \rho_0$ ), но и в районе диффузного слоя и на бесконечности /8/. Поэтому взаимодействие /2/ является простейшим, позволяющим корректно проанализировать выход солитона на поверхность ядра. Эту интересную задачу, наряду с другими задачами нелинейной динамики ядерных систем, можно решать только численно. Отмеченная эквивалентность уравнений /1/ и НУШ позволяет прямо использовать развитую методику и накопленный богатый опыт работы с такими эволюционными уравнениями /2,3/.

В заключение укажем на важность развития детальной микроскопической квантовой теории описания нелинейных коллективных явлений в ядерных системах. В работах /12,13/ было начато построение микроскопического описания процессов, связанных с прохождением быстрой легкой частицы через большое ядро. В линейном приближении показано, что в "сверхзвуковом" режиме в ядре мишени проис-

ходит когерентная генерация коллективных возбуждений плотности /гигантских резонансов/, формирующих резкий пакет волн - черенковский конус. "Выплескивание"<sup>11/14/</sup> нуклонов из мишени фронтом черенковского конуса очень похоже на действие классической ударной волны. Несмотря на это, микроскопический способ рассмотрения не требует установления локального термодинамического равновесия, - требования, очень существенного для феноменологической классической гидродинамики.

Другой пример - концепция "источника" для интерпретации экспериментальных данных по эмиссии быстрых легких частиц в ядро-ядерных столкновениях. Понятие излучающей термализованной нагретой области /модель ядерного фейрбола/<sup>15/</sup>, введенное для интерпретации инклюзивных спектров легких частиц при энергиях налетающего иона /~100 МэВ/нуклон/ было в последнее время распространено на более низкие энергии /~10 МэВ/нуклон/<sup>16, 17/</sup>. Несмотря на то, что такое феноменологическое описание удобно для анализа экспериментальных данных, говорить о реальном излучающем куске ядра при энергиях ~10 МэВ/нуклон нельзя. Однако оказалось возможным построить в линейном приближении микроскопическое описание, по основным свойствам очень близкое к модели "источника"<sup>18/</sup>. Следует отметить также результат, полученный в работе<sup>4/</sup> и состоящий в том, что взаимодействие солитона с частицами среды может формировать у них почти максвелловский спектр. Таким образом, ядерная система, оставаясь холодной, может излучать, как горячее тело с эффективной температурой, грубо пропорциональной обратному размеру коллективного возбуждения, распространяющегося по ядру<sup>4, 12, 13, 18/</sup>.

В заключение автор приносит глубокую благодарность В.Г.Маханькову за разъяснение многих вопросов теории солитонов и плодотворные стимулирующие дискуссии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Glassgold A.E., Heckroth W., Watson K.M. Ann. of Phys., 1959, 6, p.1.
2. Солитоны в действии /под ред. К.Лонгрена, Э.Скотта/. "Мир", М., 1981.
3. Маханьков В.Г. Phys.Rep., 1978, 35, p.1; ЭЧАЯ, 1983, 14, с.123.
4. Курилкин Н.Н., Мишустин И.Н., Ходель В.А. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, с.463; ЯФ, 1980, 32, с.1249.
5. Fowler G.N. et al. Phys.Lett., 1982, 115B, p.286.
6. Джолос Р.В., Картавенко В.Г., Пермяков В.П. ЯФ, 1981, 34, с.1444.
7. Картавенко В.Г. ОИЯИ, Е4-82-554, Дубна, 1982.
8. Картавенко В.Г. ОИЯИ, Р4-83-411, Дубна, 1983.

9. Bonche P., Koonin S., Negele J.W. Phys.Rev., 1976, 13C, p.1226.
10. Holzwarth G. Phys.Lett., 1977, 66B, p.29.
11. Захаров В.Е., Шабат А.Б. ЖЭТФ, 1971, 61, с.118.
12. Румянцев Б.А. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, с.114; препринт 77-19 ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1977.
13. Iwasaki M., Takagi S. Progr.Theor.Phys., 1979, 61, p.475.
14. Belyaev S.T., Rumyantsev B.A. Phys.Lett., 1974, 53B, p.6.
15. Westfall G.D. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 37, p.1202; Gosset J. et al. Phys.Rev., 1977, 16C, p.629.
16. Джолос Р.В., Картавенко В.Г. ОИЯИ, Р4-80-37, Дубна, 1980.
17. Aves T.C. et al. Phys.Rev., 1982, 25C, p.2361.
18. Джолос Р.В., Иванова С.П., Картавенко В.Г. Изв. АН СССР, сер.физ., 1981, 45, с.1927.

Рукопись поступила в издательский отдел  
1 июля 1983 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

|               |   |            |
|---------------|---|------------|
| ДЗ-11787      | Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.   | 3 р. 00 к. |
| Д13-11807     | Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.  | 6 р. 00 к. |
|               | Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/   | 7 р. 40 к. |
| Д1,2-12036    | Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978  | 5 р. 00 к. |
| Д1,2-12450    | Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.   | 3 р. 00 к. |
|               | Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/  | 8 р. 00 к. |
| Д11-80-13     | Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979            | 3 р. 50 к. |
| Д4-80-271     | Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.  | 3 р. 00 к. |
| Д4-80-385     | Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.  | 5 р. 00 к. |
| Д4-81-543     | Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981  | 2 р. 50 к. |
| Д10,11-81-622 | Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980                      | 2 р. 50 к. |
| Д1,2-81-728   | Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.  | 3 р. 60 к. |
| Д17-81-758    | Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.   | 5 р. 40 к. |
| Д1,2-82-27    | Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.  | 3 р. 20 к. |
| Р18-82-117    | Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981. | 3 р. 80 к. |
| Д2-82-568     | Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.  | 1 р. 75 к. |
| Д9-82-664     | Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.   | 3 р. 30 к. |
| ДЗ,4-82-704   | Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.   | 5 р. 00 к. |

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Картавенко В.Г. Р4-83-461  
Решения солитонного типа в ядерной гидродинамике.  
Ядерная материя

Исследуется движение локализованной флуктуации плотности в ядерной материи. Показано, что вблизи скорости "звука" возможно движение типа уединенной стабильной волны - солитона. В рамках квазиклассической ядерной гидродинамики с силами Скирма найдены решения "дырочного" типа - дозвуковые солитоны разрежения.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Kartavenko V.G. P4-83-461  
Soliton Type Solutions in Nuclear Hydrodynamics,  
Nuclear Matter

The motion of the localized density fluctuation through nuclear matter is investigated. It is shown that the stable solitary wave, the soliton, may exist, if the velocity of propagation is slightly different from the velocity of sound. The "hole" solutions, subsonic solitons of dilatation, are found in the framework of quasiclassical nuclear hydrodynamics with the Skyrme forces.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой