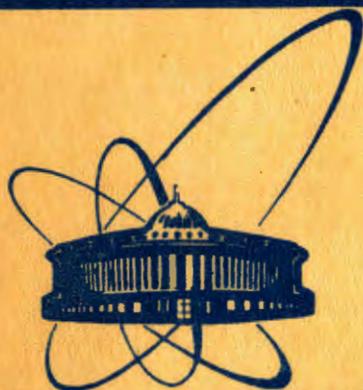


2778/84



**сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна**

**P17-84-138**

**В.А.Осипов, В.К.Федянин**

**ДИНАМИЧЕСКАЯ ВЕРСИЯ  
МОДЕЛИ ПОЛИАЦЕТИЛЕНА**

**1984**

В последние годы активно изучается класс протяженных полимеров, обладающих полупроводниковыми свойствами. В частности, широко обсуждаются свойства простейшего из них - полиацетилена (СН)<sub>x</sub>. В данной работе, после краткого обзора модели полиацетилена, на основе подхода, развитого в <sup>1/</sup>, получена динамическая версия уравнений модели полиацетилена, предложенной в <sup>2/</sup>, и найдены их решения. В заключение учтено кулоновское взаимодействие  $\pi$ -электронов на одном узле.

1. Полиацетилен представляет из себя простейший линейно сопряженный полимер с чередованием простых и двойных химических связей /см.рис.1/. Простые связи образуются путем  $sp^2$  гибридизации электронных облаков s- и p-оболочек и являются  $\sigma$ -связями. В двойных связях, помимо  $\sigma$ -связи, имеется более слабая химическая связь / $\pi$ -связь/.  $\pi$ -связь образуется при перекрывании двух электронных облаков свободных /не участвующих в гибридизации/ электронов p-орбиталей. Эта связь ориентирована перпендикулярно к плоскости, в которой расположены  $\sigma$ -связи. Существуют две зеркально-симметричных структуры полиацетилена /см.рис.1/.

При полимеризации удается получить достаточно протяженные линейные цепочки полиацетилена, удаленные друг от друга на расстояние  $d = 4\text{А}$ . Это позволяет пренебречь межцепочечными взаимодействиями и рассматривать полиацетилен как квазиодномерный пайерлсовский диэлектрик /с щелью  $\Delta = 1,4-1,8 \text{ эВ}$ /. Так как в металлической фазе у беспримесного полиацетилена имеется ровно один свободный электрон на атом, наиболее предпочтительным является пайерлсовский переход с удвоением периода. При этом валентная зона оказывается полностью заполненной, а зона проводимости - пустой /см.рис.2/.

Экспериментальные исследования последних лет указывают на существование в полиацетилене подвижных парамагнитных центров с концентрацией  $10^{17} - 10^{19}$  неспаренных электронных спинов на грамм вещества, а также на наличие заряженных носителей с нулевым спином. Для объяснения экспериментальных данных в <sup>2/</sup> была предложена модель полиацетилена, в основу которой положен механизм "внутренних дефектов". Так, допустимым является дефект, при котором нарушается чередование простых и двойных связей /"сбой в альтернировании"/, см.рис.3/. В этом случае существуют возбуждения в виде доменных стенок - кинков, разделяющих области с фазами А и В.

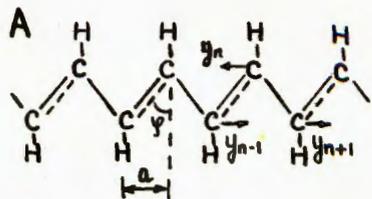


Рис.1. Линейные цепочки транс-(CH)<sub>x</sub> в фазах А и В.  $a = 1,2 \text{ \AA}$  - постоянная решетки,  $\phi = 30^\circ$ .

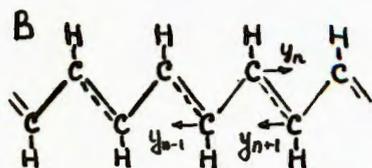


Рис.2. Электронный спектр после пайерлсовского сдвига с удвоением периода. Зона проводимости пустая, валентная зона полностью заполнена. Возникла щель  $2\Delta_0$ .

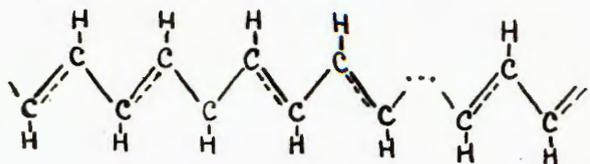
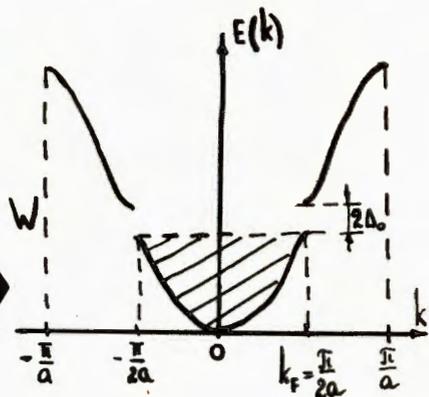


Рис.3. Дефект с нарушением альтернирования связей в цепочке транс-(CH)<sub>x</sub>.

2. Гамильтониан модели полиацетилена имеет вид <sup>/2/</sup>

$$H = - \sum_{n,s} t_{n,n+1} (c_{n+1,s}^+ c_{n,s} + \text{э.с.}) + \frac{K}{2} \sum_n (y_{n+1} - y_n)^2 + \frac{M}{2} \sum_n \dot{y}_n^2 - \mu \sum_{n,s} c_{n,s}^+ c_{n,s} \quad /1/$$

где  $c_{n,s}^+$  ( $c_{n,s}$ ) - оператор рождения /уничтожения/  $\pi$ -электрона со спином  $s$  на  $n$ -й СН-группе;  $y_n$  - смещение  $n$ -го атома из положения равновесия;  $\mu$  - химический потенциал;  $K$  - упругая постоянная;  $M$  - масса группы СН.

В приближении сильной связи интеграл перекрытия  $t_{n,n+1}$  может быть разложен до первого порядка относительно недимеризованного состояния

$$t_{n,n+1} = t_0 - \alpha (y_{n+1} - y_n) \quad /2/$$

где  $t_0$  - интеграл перекрытия для недимеризованной цепочки;  $\alpha$  - электрон-фононная константа связи.

Последние экспериментальные данные по полиацетилену дают для  $t_0$ ,  $\alpha$ ,  $K$ ,  $\Delta$  следующие численные значения <sup>/3/</sup>:  $t_0 = 2,5 \text{ эВ}$ ;  $\alpha = 7,1 \text{ эВ/\AA}$ ;  $K = 50 \text{ эВ/\AA}^2$ ;  $\Delta = 1,6-1,8 \text{ эВ}$ .

Отметим, что в <sup>/1/</sup> исключена межцепочечная связь и не учитывается кулоновское взаимодействие  $\pi$ -электронов. Дополнительно к <sup>/2/</sup> включен член с химическим потенциалом. Кроме того, в дальнейшем будет использовано квазиклассическое по решеточным степеням свободы приближение\*.

Энергия основного состояния системы полиацетилена определена в приближении Борна - Оппенгеймера  $y_n = (-1)^n y_0$  и имеет вид <sup>/2/</sup> /см.рис.4/. Уже первые вычисления в решеточной модели <sup>/1/</sup> показали существование решения в виде кинка <sup>/2/</sup>

$$\psi_n = y_0 \tanh \frac{n}{\ell} \quad /3/$$

где  $\psi_n = (-1)^n y_n$  - параметр порядка;  $\ell = 7a$  - ширина солитона. Энергия рождения солитона  $E_s^0 = 0,42 \text{ эВ}$ , масса  $M_s \approx 6m_e$ ,  $m_e$  - масса электрона. При этом электронный спектр содержит локализованное состояние в центре щели /"захват" кинком голдстоуновской моды/. Это состояние может быть заполнено  $y = 0$ ; 1; 2 электронами. При  $y = 1$  солитон оказывается нейтральным со спином  $s = 1/2$ , при  $y = 0$ ; 2 солитон имеет заряд  $\pm e$  и спин  $s = 0$ . Солитоны с таким соотношением заряда и спина позволяют объяснить экспериментальные факты. При наличии в цепочке (CH)<sub>x</sub> заряженной примеси можно учесть кулоновское взаимодействие примеси с заряженным солитоном. В <sup>/2/</sup> получена энергия этой связи в зависимости от расстояния примеси от цепочки (CH)<sub>x</sub>. Эта энергия  $E_{св} = 0,31 - 0,33 \text{ эВ}$  сравнима с наблюдаемой энергией активации  $E_{акт} = 0,3 \text{ эВ}$  для электрической проводимости.

В <sup>/5,6/</sup> получены статические уравнения полиацетилена в континуальном пределе /уравнения типа уравнений Боголюбова-Де Жена/

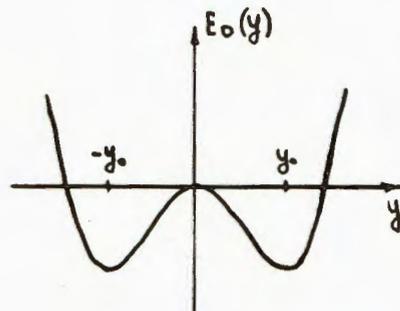


Рис.4. Энергия основного состояния полиацетилена в приближении Борна-Оппенгеймера как функция смещения;  $y_0 = 0,04 \text{ \AA}$ .

\* Обсуждение этого приближения см., например, в <sup>/4/</sup>.

$$-iv_F \frac{\partial}{\partial x} u_{n,s}(x) + \bar{\Delta}^*(x) v_{n,s}(x) = E_n u_{n,s}(x), \quad /4a/$$

$$iv_F \frac{\partial}{\partial x} v_{n,s}(x) + \bar{\Delta}(x) u_{n,s}(x) = E_n v_{n,s}(x),$$

и

$$\bar{\Delta}(x) = -\frac{4a^2 a}{K} \sum_{n,s} (u_{n,s}^*(x) v_{n,s}(x) + \eta v_{n,s}^*(x) u_{n,s}(x)), \quad /4б/$$

где  $u_n(x)$ ,  $v_n(x)$  - электронные волновые функции стационарных состояний с энергией  $E_n$ ;  $\bar{\Delta}(x) = \Delta(x) + \eta \Delta^*(x)$  - параметр щели;  $v_F = 2t_0 a$ ;  $\eta$  - параметр, характеризующий соизмеримость структуры

$$\eta = \begin{cases} 1, & k_F = \frac{\pi}{2a}, \text{ соизмеримая структура.} \\ 0, & k_F \text{ далеко от } \frac{\pi}{2a}, \text{ несоизмеримая структура.} \end{cases} \quad /5/$$

Суммирование в /4б/ осуществляется по занятым состояниям до уровня Ферми, который выбран за нуль энергии. Отметим, что в /5/ рассмотрен случай  $\eta = 0$ .

3. Перейдем к выводу динамических уравнений полиацетилена в континуальном пределе с использованием подхода, предложенного в /1/. Уравнения Гейзенберга для  $c_n(t)$  имеют вид

$$i\dot{c}_n(t) = [c_n, H]_- = -t_0(c_{n+1} + c_{n-1}) + a[(y_{n+1} - y_n)c_{n+1} + (y_n - y_{n-1})c_{n-1}] - \mu c_n. \quad /6/$$

Здесь и далее  $\hbar = 1$  и спиновый индекс  $s$  может быть опущен, поскольку полиацетилен - пайерлсовский диэлектрик с полностью заполненной валентной зоной.

Вариация /1/ по  $y_n$  приводит к уравнению

$$M\ddot{y}_n = K(y_{n+1} - 2y_n + y_{n-1}) + a[(c_{n+1}^+ c_n - c_{n-1}^+ c_n) + \text{э.с.}]. \quad /7/$$

Введем пробную одночастичную волновую функцию системы

$$|\psi(t)\rangle = v(t) |\psi(0)\rangle = \sum_n \phi_n(t) c_n^+ |0\rangle, \quad /8/$$

где  $v(t)$  - оператор эволюции,  $\phi_n(t)$  - шредингеровская амплитуда вероятности состояния  $c_n^+ |0\rangle$  с нормировкой

$$\sum_n |\phi_n(t)|^2 = 1. \quad /9/$$

Теперь

$$\langle 0 | c_f(t) |\psi(0)\rangle = \langle 0 | v^+(t) c_f v(t) |\psi(0)\rangle = \langle 0 | \sum_n \phi_n(t) c_f c_n^+ |0\rangle = \phi_f(t). \quad /10/$$

Проекция уравнения /6/ на  $\langle 0 |$  и  $|\psi(0)\rangle$  дает

$$i\dot{\phi}_n = -t_0(\phi_{n+1} + \phi_{n-1}) + a[(y_{n+1} - y_n)\phi_{n+1} + (y_n - y_{n-1})\phi_{n-1}] - \mu\phi_n. \quad /11/$$

Уравнение /7/ проектируем на  $\langle \psi(0) |$  и  $|\psi(0)\rangle$

$$M\ddot{y}_n = K(y_{n+1} - 2y_n + y_{n-1}) + a\langle \psi(0) | (c_{n+1}^+ c_n - c_{n-1}^+ c_n) + \text{э.с.} | \psi(0)\rangle. \quad /12/$$

здесь использовано условие нормировки  $\langle \psi(0) | \psi(0)\rangle = 1$ .

В последнем слагаемом делаем расщепление

$$\langle \psi(0) | c_m^+ c_n | \psi(0)\rangle = \langle \psi(0) | c_m^+ | 0\rangle \langle 0 | c_n | \psi(0)\rangle = \phi_m^* \phi_n. \quad /13/$$

Окончательно

$$M\ddot{y}_n = K(y_{n+1} - 2y_n + y_{n-1}) + a[(\phi_{n+1}^* \phi_n - \phi_{n-1}^* \phi_n) + \text{к.с.}]. \quad /14/$$

В результате пайерлсовского перехода  $\pi$ -электроны оказываются на поверхности Ферми. Для перехода к континуальному пределу электронную волновую функцию выберем в виде /8/

$$\phi_n(t) = \sqrt{a} (u(n, t) e^{ik_F n a} - iv(n, t) e^{-ik_F n a}). \quad /15/$$

Для фононного поля используем выражение

$$y_n = \frac{1}{4a'} [\Delta^*(n, t) e^{2ik_F n a} + \Delta(n, t) e^{-2ik_F n a}], \quad /16/$$

где  $a' = a \sin k_F a$ . Функции  $u$ ,  $v$ ,  $\Delta^*$ ,  $\Delta$  рассматриваются независимыми. В континуальном пределе с точностью до членов порядка  $a^3$  уравнения /11/ и /14/ примут вид

$$i\dot{u}(x, t) = -\mu u(x, t) - iv_F \frac{\partial u(x, t)}{\partial x} + v(x, t) \bar{\Delta}^*(x, t) + \frac{a^2}{2} (\bar{\Delta}^*(x, t) \frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial v(x, t)}{\partial x} \frac{\partial \bar{\Delta}^*(x, t)}{\partial x} + \frac{1}{2} v(x, t) \frac{\partial^2 \bar{\Delta}^*(x, t)}{\partial x^2}), \quad /17a/$$

$$i\dot{v}(x, t) = -\mu v(x, t) + iv_F \frac{\partial v(x, t)}{\partial x} + u(x, t) \bar{\Delta}(x, t) + \frac{a^2}{2} (\bar{\Delta}(x, t) \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial u(x, t)}{\partial x} \frac{\partial \bar{\Delta}(x, t)}{\partial x} + \frac{1}{2} u(x, t) \frac{\partial^2 \bar{\Delta}(x, t)}{\partial x^2}),$$

и

$$\begin{aligned} M\ddot{\bar{\Delta}} + Ka^2 \frac{\partial^2 \bar{\Delta}(x,t)}{\partial x^2} = & -4K\bar{\Delta}(x,t) - 16a^2 a(u^*(x,t)v(x,t) + \\ & + \eta v^*(x,t)u(x,t)) - 4a^2 a^3 (u^*(x,t) \frac{\partial^2 v(x,t)}{\partial x^2} + v(x,t) \frac{\partial^2 u^*(x,t)}{\partial x^2} + \\ & + \eta u(x,t) \frac{\partial^2 v^*(x,t)}{\partial x^2} + \eta v^*(x,t) \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2}). \end{aligned} \quad /176/$$

Условие нормировки /9/ переписывается для  $u(x,t)$  и  $v(x,t)$  следующим образом:

$$\int dx (|u(x,t)|^2 + |v(x,t)|^2) = 1. \quad /18/$$

Решение системы дифференциальных уравнений /17/ представляет наибольший интерес для выяснения динамических свойств модели полиацетилена. Ввиду математических трудностей ограничимся решением системы /17/ в приближении малых скоростей солитонов  $v_c \ll v_F$ , исключив члены порядка  $a^2$  и выше. При этом получим систему

$$i\dot{u}(x,t) = -iv_F \frac{\partial u(x,t)}{\partial x} + v(x,t) \bar{\Delta}^*(x,t), \quad /19a/$$

$$i\dot{v}(x,t) = iv_F \frac{\partial v(x,t)}{\partial x} + u(x,t) \bar{\Delta}(x,t),$$

и

$$\bar{\Delta}(x,t) = -\frac{4a^2 a}{K} \sum_k (u_k^*(x,t)v_k(x,t) + \eta v_k^*(x,t)u_k(x,t)), \quad /196/$$

где  $k$  - волновой вектор в валентной зоне.

В /19/ отсчет энергии производится от энергии Ферми ( $\mu=0$ ) и введено суммирование по занятым состояниям в валентной зоне до уровня Ферми. Этим достигается корректный учет основного состояния системы полиацетилена. Отметим, что для стационарных состояний уравнения /19/ совпадают с /4/. Стационарные решения уравнений /4/ приведены в /7/, где широко эксплуатируется идентичность /4/ статическому пределу уравнений модели Гросс-Невье /8/.

4. Получим динамические решения уравнений /19/. При этом, как и в /7/, рассмотрим случай соизмеримой структуры  $\eta=1$ . Как уже отмечалось, в основном состоянии валентная зона полностью заполнена, возбуждений нет. Таким образом, щель постоянная  $\bar{\Delta}=\Delta_0$ .

В валентной зоне электронный спектр непрерывен\*, и решением уравнений /19/ являются плоские волны

$$\begin{aligned} u_k(x,t) &= N_k e^{i(kx + \omega t)}, \\ v_k(x,t) &= -N'_k e^{i(kx + \omega t)}, \end{aligned} \quad /20a/$$

где

$$\begin{aligned} N_k &= \frac{1}{\sqrt{8\pi}} \left( \frac{\omega - \Delta_0}{\omega} \right)^{1/2} \left( \frac{\omega + \Delta_0 - kv_F}{kv_F} \right), \\ N'_k &= \frac{1}{\sqrt{8\pi}} \left( \frac{\omega - \Delta_0}{\omega} \right)^{1/2} \left( \frac{\omega + \Delta_0 + kv_F}{kv_F} \right), \quad \omega = \sqrt{\Delta_0^2 + k^2 v_F^2}. \end{aligned}$$

При этом

$$\bar{\Delta} = \Delta_0 = W \exp\left(-\frac{\pi K v_F}{8a^2 a}\right), \quad /206/$$

где  $W \approx 10$  эВ - полная ширина зоны.

При решении, как и в /7/, при интегрировании по импульсам  $k$  введен импульс обрезания  $\Lambda$ , так что

$$W = 2\sqrt{\Lambda^2 v_F^2 + \Delta_0^2} \approx 2\Lambda v_F, \quad \Lambda v_F \gg \Delta_0. \quad /21/$$

Другой класс решений системы /19/ - кинки. Нетрудно убедиться, что решением /19/ является

$$\Delta(x,t) = \Delta_0 \tanh \frac{x - v_c t + x_0}{\xi_c}, \quad /22a/$$

которому соответствует электронное состояние с  $\omega=0$

$$\begin{aligned} u_0(x,t) &= N_0 \operatorname{sech} \frac{x - v_c t + x_0}{\xi_c}, \\ v_0(x,t) &= -\frac{iN_0}{v} \operatorname{sech} \frac{x - v_c t + x_0}{\xi_c}. \end{aligned} \quad /226/$$

При этом в валентной зоне нормированные электронные волновые функции имеют вид

\*Очевидно, при этом в /196/ сумма заменится на интеграл.

$$u_k(x, t) = N_k e^{i(kx + \omega t + \theta_0)} \left[ \tanh \frac{x - v_c t + x_0}{\xi_c} + i \left( \frac{\omega - kv_F}{v \Delta_0} \right) \right], \quad /23/$$

$$v_k(x, t) = - \frac{iN_k}{v} e^{i(kx + \omega t + \theta_0)} \left[ \tanh \frac{x - v_c t + x_0}{\xi_c} - i v \left( \frac{\omega + kv_F}{\Delta_0} \right) \right],$$

где  $v$  - параметр модели,  $N_k = \frac{v \Delta_0}{\sqrt{4\pi\omega}} \frac{1}{\sqrt{\omega(1+v^2) + kv_F(1-v^2)}}$ ,  
 $N_0 = \sqrt{\frac{v \Delta_0}{4v_F}}$ ,  $\omega = \sqrt{\Delta_0^2 + k^2 v_F^2}$ ,  $x_0, \theta_0$  - начальное положение и фаза солитона. Причем скорость солитона и его ширина определены так:

$$v_c = \frac{v^2 - 1}{v^2 + 1} v_F, \quad /24/$$

$$\xi_c = \frac{2v_F}{\Delta_0(v + 1/v)}. \quad /25/$$

Таким образом, при движении солитона происходит небольшое уменьшение его ширины относительно ширины покоящегося солитона. При  $v = 1$  скорость солитона  $v_c = 0$ , и мы приходим к статическому случаю. Решения /20/, /22/, /23/ совпадают при этом со статическими решениями, приведенными в /7/. Энергия движущегося солитона складывается из энергии покоя  $E_c^0$  и кинетической энергии

$$E_c = E_c^0 + \frac{M_c v_c^2}{2}, \quad /26/$$

где /4,5/  $E_c^0 = 2\Delta_0/\pi$ .

В данной работе не рассматриваются решения поляронного типа, найденные в статической версии модели полиацетилена. Отметим только, что этот тип возбуждений соответствует присутствию единичного добавленного неспаренного электрона в цепочке  $(CH)_x$  и имеет стандартную связь заряда  $-e$  и спина  $s = 1/2$ . При этом в электронном спектре появляется дополнительное связанное состояние с энергией  $\pm \omega_0$ , причем  $\omega_0 < \Delta_0$ . Аналитическое выражение для параметра щели в статическом случае /7/

$$\Delta(x) = \Delta_0 - (K_0 v_F)^2 \omega_0^{-1} \operatorname{sech}[K_0(x + x_0)] \operatorname{sech}[K_0(x - x_0)], \quad /27/$$

$$\text{где } K_0 v_F = \sqrt{\Delta_0^2 - \omega_0^2}, \quad \tanh K_0 x_0 = \frac{\Delta_0 - \omega_0}{K_0 v_F}.$$

5. В заключение рассмотрим расширенный гамильтониан /1/, включив в него член с кулоновским взаимодействием  $\pi$ -электронов

на одном узле

$$H_{\text{кул}} = \frac{V}{2} \sum_{n,s} c_{n,s}^+ c_{n,s} c_{n,-s}^+ c_{n,-s}. \quad /28/$$

Очевидно, что с учетом /28/ уравнение /6/ примет вид

$$i\dot{c}_{n,s} = Vc_{n,s} c_{n,-s}^+ c_{n,-s} - t_0(c_{n+1,s}^+ c_{n-1,s}) + \alpha[(y_{n+1} - y_n) c_{n+1,s} + (y_n - y_{n-1}) c_{n-1,s}] - \mu c_{n,s}. \quad /29/$$

Корректный учет дополнительного члена приведет к уравнениям /19/ с измененным параметром порядка

$$\tilde{\Delta}(x, t) = - \left( \frac{4\alpha^2 a}{K} + Va \right) \sum_k (u_k^*(x, t) v_k(x, t) + \eta v_k^*(x, t) u_k(x, t)). \quad /30/$$

При этом основное состояние системы в случае  $\eta = 1$  определится как

$$\tilde{\Delta}_0 = W \exp \left[ - \left( \frac{4\alpha^2 a}{K} + Va \right) \frac{2}{\pi v_F} \right], \quad /31/$$

что, естественно, совпадает с результатом /8/.

Таким образом, как и отмечалось в /2/, кулоновское взаимодействие между  $\pi$ -электронами можно включить, используя перенормированные величины  $t_0$  и  $\alpha$ . Естественно, это имеет место только при малых значениях  $V$ . В /3/ приведено экспериментальное подтверждение малости кулоновского взаимодействия  $\pi$ -электронов в цепочке  $(CH)_x$ .

6. Исследование динамических свойств модели полиацетилена показало, что в пределе малых скоростей возможны возбуждения в виде движущихся доменных стенок. Это позволяет надеяться, что эффекты, обусловленные движущимися солитонами /вклад в термодинамику полиацетилена, в сечении рассеяния света и электронов на цепочках  $(CH)_x$ /, могут быть экспериментально обнаружены.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Маханьков В.Г., Федянин В.К., Якушевич Л.В. ОИЯИ, P17-10448, Дубна, 1977; Phys.Lett., 1977, A61, p.256.
2. Su W.P., Schrieffer J.R., Heeger A.J. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.1698; Phys.Rev., 1980, B22, p.2099.
3. Fincher C.R. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, p.100.
4. Бразовский С.А. ЖЭТФ, 1980, 78, с.677.

5. Takayama H., Lin-Liu Y.R., Maki K. Phys.Rev., 1980, B21, p.2388.
6. Horovitz B. Phys.Rev., 1980, B22, p.1101.
7. Campbell D.K., Bishop A.R. Nucl.Phys., 1982, B200, p.297.
8. Gross D.J., Neveu A. Phys.Rev., 1974, D10, p.3235.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 марта 1984 года

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

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Осипов В.А., Федянин В.К.  
Динамическая версия модели полиацетилена

P17-84-138

Изучается континуальный предел динамических уравнений модели полиацетилена Шу, Шриффера, Хигера. При малых скоростях получены элементарные возбуждения, соответствующие движущимся солитонам. Рассмотрен эффект добавления кулоновского взаимодействия между электронами.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Osipov V.A., Fedyanin V.K.  
Dynamical Variant of the Polyacetylene Model

P17-84-138

The continuum limit of the dynamical equations of the Su, Schieffer, Heeger polyacetylene model is studied. The elementary excitations corresponding to moving solitons at low velocities are obtained. The effect of adding a Coulomb interaction between electrons is considered.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984.