

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

538.915

ЭЛЕКТРОННЫЙ КРИСТАЛЛ НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОГО ГЕЛИЯ

В. Б. Шикин

(Институт физики твердого тела АН СССР, Черноголовка, Московская обл.)

Ансамбль электронов, локализованных на поверхности жидкого гелия, — одна из перспективных двумерных заряженных систем, интенсивно исследуемых в последнее время.

1. Причины повышенного интереса к указанному объекту связаны, в частности, с возможностью наблюдения здесь различных коллективных явлений кулоновского происхождения. Речь идет о двумерных плазменных колебаниях, интересной разновидности этих колебаний, названных краевыми или периметрическими плазменными волнами, и в особенности о явлении кулоновской кристаллизации. Наиболее фундаментальным из перечисленных коллективных эффектов следует признать кулоновскую кристаллизацию, предсказанную для трехмерных систем с сильным кулоновским взаимодействием в работах Вигнера [1—2] примерно 50 лет тому назад. Идеи Вигнера получили в дальнейшем широкое теоретическое развитие, ибо речь идет о возможности описания различных коллективных явлений в системе с сильным взаимодействием. Однако экспериментальное «освоение» этой области оказалось возможным лишь в последнее время, благодаря в основном успехам в создании двумерных заряженных систем с пространственно разделенными подвижной подсистемой и экранирующим фоном. Пример такой системы с очень высокой подвижностью электронов — это электроны над гелием. Обнаружение электронной кристаллизации в данной системе было впервые осуществлено Граймсом и Адамсом [3].

Естественно, что успех Граймса и Адамса [3] стимулировал дальнейшие исследования свойств электронной решетки как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения. В этой статье описаны последние достижения в данной области.

2. В оригинальной работе Граймса и Адамса [3] наличие фазового перехода фиксировалось появлением специфических электрон-риплонных мод, возникающих в спектре коллективных возбуждений электронной решетки на жидкой подложке. Природа дополнительных ветвей спектра и детали эксперимента [3] подробно освещены в обзорных статьях [4, 5], что позволяет не обсуждать здесь этот интересный вопрос. Следующая, достаточно серьезная проблема, возникшая сразу за публикацией [3], касалась возможности распространения в электронной решетке поперечного звука. Конечность модуля сдвига — обязательный атрибут кристаллического состояния. Поэтому вопрос о существовании поперечного звука в электронной решетке вполне закономерен. Экспериментальное решение этой проблемы, т. е. создание

методики возбуждения поперечного звука и детальное изучение свойств модуля сдвига двумерной решетки, было осуществлено в серии французских экспериментов [6—8].

Схематический вид ячейки, использованной в [7] для обнаружения поперечного звука, представлен на рис. 1. Электронная система локализована на пленке гелия конечной толщины d , расположенной, в свою очередь, на диэлектрической подложке, содержащей змеевидную линию задержки. Период линии имеет масштаб толщины пленки гелия. При пропускании

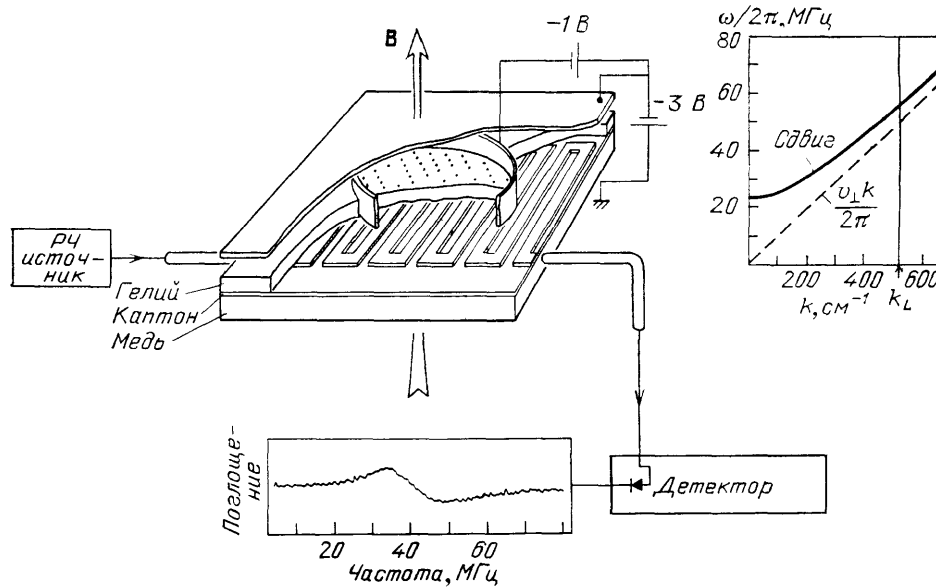


Рис. 1. Схема экспериментальной ячейки из [7], использованной для обнаружения в кулоновском кристалле поперечной жесткости. На вставке в правом верхнем углу — схематический вид закона дисперсии для поперечной моды электронной решетки и «положение» рабочего волнового числа k_L , позволяющего измерять поперечную скорость звука в линейной области зависимости $\omega(k)$

вдоль линии задержки переменного тока и при наличии магнитного поля $\mathbf{H}$, нормального к поверхности гелия, в электронной системе возникают силы электрического происхождения, носящие сдвиговый характер. Если электронная система обладает поперечной жесткостью и частота внешнего возбуждения совпадает с частотой поперечного звука, с волновым числом, равным периоду линии задержки, то связь между линией задержки и электронной системой становится резонансно большой, что отмечается по возрастанию потерь в линии задержки.

Специфической особенностью спектра поперечных возбуждений электронного кристалла на мягкой подложке служит наличие конечного порога деформационного происхождения ω_s^2 :

$$\omega^2(k) = \omega_s^2 + v_\perp^2 k^2, \quad v_\perp^2 = \frac{0,138 e^2 (\pi n)^{1/2}}{m}, \quad \omega_s^2 = \frac{e^2 E_\perp^2}{2\pi \alpha m \langle u^2 \rangle}; \quad (1)$$

здесь n — средняя плотность электронов, m — масса электрона, $E_\perp$ — напряженность прижимающего поля, ω , k — частота и волновое число колебаний, α — коэффициент поверхностного натяжения жидкого гелия, $\langle u^2 \rangle$ — среднеквадратичное смещение электрона из положения равновесия, $\langle u^2 \rangle \ll n^{-1}$. Физические причины, приводящие к возникновению порога ω_s в спектре $\omega(k)$ (1), достаточно просты. Электронная решетка прижимается к свободной поверхности гелия внешним полем $E_\perp$. Учитывая, что $\langle u^2 \rangle \ll n^{-1}$, нетрудно видеть, что эффективное давление решетки на поверхность гелия содержит, кроме средней части, однородной вдоль поверхности гелия, допол-

нительные фурье-компоненты, характеризующие локальную деформацию поверхности гелия под каждым из локализованных электронов. Наличие этой самосогласованной деформации $\xi(r)$ приводит к возникновению дополнительной энергии $eE_{\perp} \xi(r)$ и, как следствие, в высокочастотном пределе — к возникновению пороговой частоты ω_{ξ} деформационного происхождения в спектре $\omega(k)$ (1). Впервые появление данной особенности в спектре коллективных возбуждений электронного кристалла на жидкой подложке отмечено в [9].

Наличие порога ω_{ξ} четко видно на вставке в рис. 1, изображающей зависимость частоты поперечных колебаний от волнового числа k .

Существование пороговой частоты в спектре поперечных возбуждений приводит (с точки зрения постановки экспериментов по измерению модуля

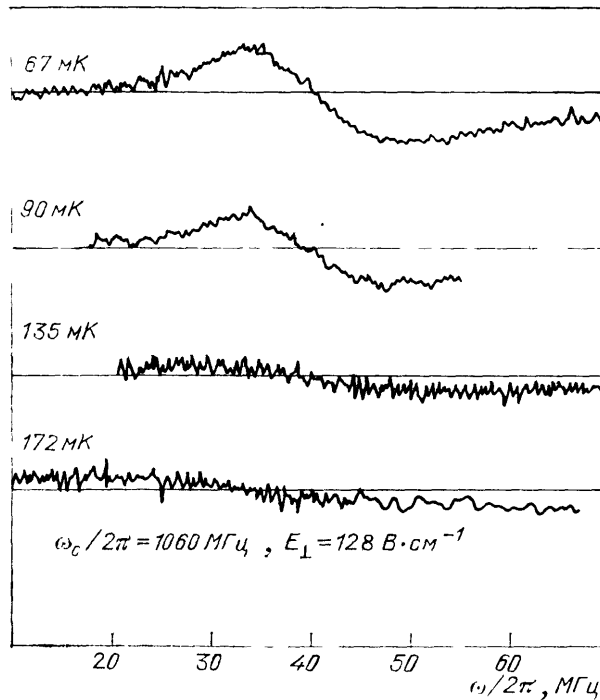


Рис. 2. Появление с понижением температуры резонансов, свидетельствующих о наличии в электронной решетке конечного модуля сдвига μ . Плотность 2D-электронной системы $n = 6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$, остальные параметры эксперимента указаны на рис. 2 (из [7])

сдвига) к необходимости принятия специальных мер, учитывающих существование ω_{ξ}^2 . Именно, необходимо возбуждать поперечный звук в области достаточно больших волновых чисел, чтобы иметь дело с линейной частью закона дисперсии (1), т. е. работать в области

$$\omega^2 \gg \omega_{\xi}^2. \quad (2)$$

Требование (2) оказывается довольно серьезным в смысле изготовления высококачественной линии задержки, обладающей достаточно малым периодом. Практически для работы с электронной системой над гелием период λ линии задержки, удовлетворяющий требованию (2), имеет масштаб $2\pi/\lambda \approx \approx 500 \text{ см}^{-1}$. Тем не менее, французской группе из Сакле удалось достичь необходимого сочетания параметров ячейки, позволяющих рассчитывать на возбуждение поперечного звука в линейной области и реализовать соответствующие эксперименты.

Положение соответствующего волнового числа, для которого осуществлено возбуждение поперечного звука, отмечено на вставке в рис. 1 индексом k_L .

Конечные результаты [6, 7] собраны на рис. 2 и 3. Первый из этих рисунков демонстрирует появление резонансного сигнала, свидетельствующего о возникновении поперечной жесткости в 2D-электронной системе. Зная

частоту резонанса и период линии задержки, нетрудно определить скорость поперечного звука и, далее, величину модуля сдвига μ . Соответствующие экспериментальные данные о температурной зависимости μ представлены на рис. 3.

Температура фазового перехода T_m , следующая из данных о поведении модуля сдвига, хорошо коррелирует с информацией о величине T_m , известной из данных [3], а также из других независимых измерений [10—12], выполненных позднее. Кроме того, располагая данными рис. 3, можно пойти дальше и попытаться ответить на вопрос о природе фазового перехода в электронной системе. Более конкретно этот вопрос формулируется так: возможно ли

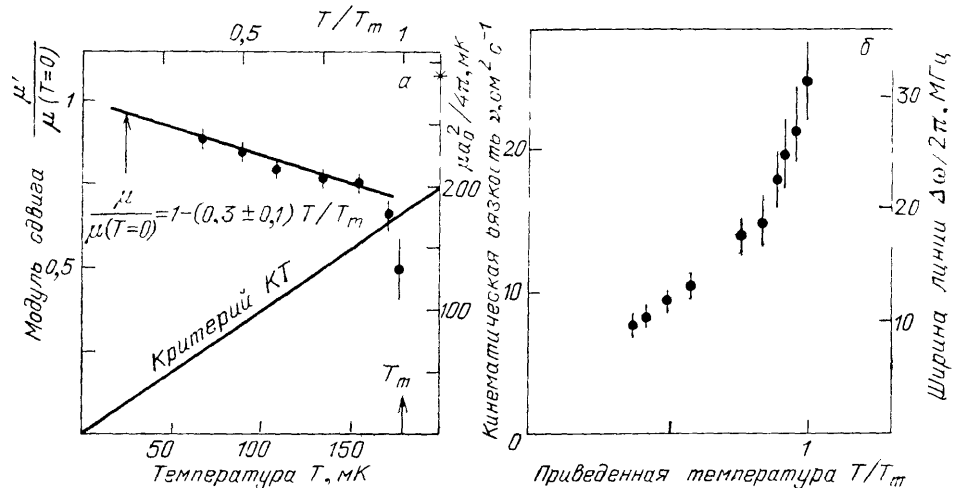


Рис. 3. *а* — Модуль сдвига μ , отнесенный к его значению при $T = 0$, в функции от температуры. Сплошная линия — температурная зависимость $\mu(T)$, следующая из расчетов Морфа [15]; экспериментальные точки хорошо укладываются на эту зависимость. На правой шкале отложен критерий Костерлица — Таулеса (КТ) в области $\mu a_0^2/4\pi > T$; T_m — температура плавления электронного кристалла для данной плотности $n = 6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ (данные [7]). *б* — Кинематическая вязкость электронного кристалла в функции от T для поперечных колебаний на частоте $\omega/2\pi = 1060 \text{ МГц}$. Характерно резкое возрастание вязкости в окрестности температуры плавления, что можно соотнести в данной области T с появлением большого числа дислокаций флуктуационного происхождения (данные [7])

объяснение положения температуры фазового перехода в рамках теории Костерлица — Таулеса [13—14]? Ответ, полученный французской группой, оказывается положительным. Температура перехода, действительно, определяется соотношением Костерлица — Таулеса (μ — модуль сдвига, a_0 — вектор Бюргерса, τ — коэффициент Пуассона)

$$T_m = \frac{\mu a_0^2 (1 + \tau)}{8\pi}, \quad (3)$$

если учесть, что $\tau \rightarrow 1$ [14], и в качестве модуля сдвига μ использовать выражение, учитывающее температурную зависимость $\mu(T)$, т. е. принимать во внимание результаты теоретических расчетов Морфа [15]. Таким образом, электронная решетка над гелием оказалась одной из интересных кристаллических структур, плавление которой происходит за счет флуктуационного размножения дислокаций.

3. Следующая важная серия экспериментов, также осуществленная французскими физиками [16, 17], касается измерения теплоемкости электронной решетки и поведения теплоемкости при переходе из кристаллической в жидкую — задача, на первый взгляд, трудно решаемая, так как речь идет об измерении теплоемкости двумерной системы малой плотности на фоне гораздо более теплоемкой жидкой подложки. Тем не менее остроумная мето-

дика, позволяющая с уверенностью выделять теплоемкость электронной подсистемы, продемонстрирована в работах [16, 17].

Для определения теплоемкости электронной решетки необходимо знать изменение ΔT_e температуры кристалла при поглощении им определенного

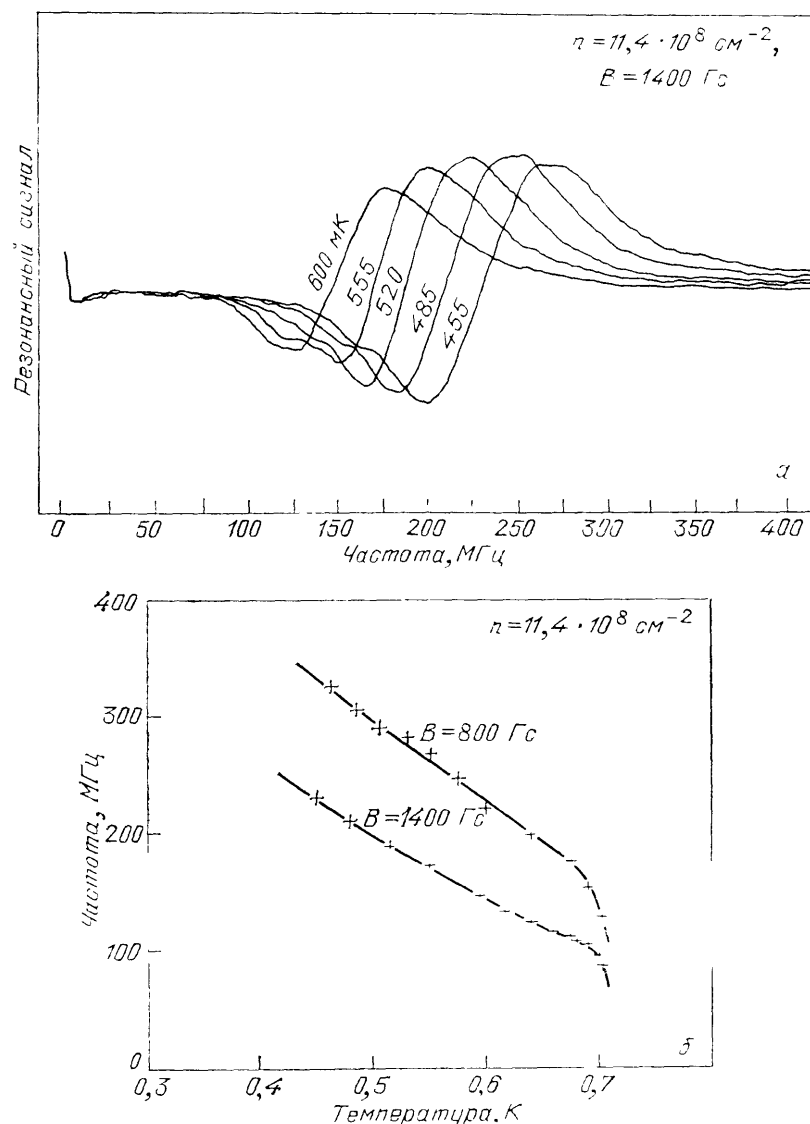


Рис. 4. а — Динамика появления резонанса на частоте ω_{ξ} из (1) с уменьшением температуры в области $T < T_m$ (данные [6]). б — Температурная зависимость ω_{ξ} (данные [18]). Интересно отметить довольно сильную зависимость ω_{ξ} от магнитного поля, возникающую в связи с влиянием H на $\langle u^2 \rangle$. Однако температура плавления кристалла зависит от H значительно слабее, что отвечает представлениям теории Костерлица — Таулеса [13]

количества тепла ΔQ . Измерение ΔQ не составляет труда, так как речь идет об оценке активных потерь, связанных с передачей ВЧ от радиочастотного контура электронной системе. Что касается измерения температуры ΔT_e (наиболее деликатная часть методики), то согласно [16] для этой цели можно воспользоваться свойствами пороговой частоты ω_{ξ} из (1). В самом деле, прямые измерения [6, 18] вблизи порога возникновения кулоновской решетки указывают на заметную зависимость этой частоты от температуры (рис. 4). Полагая, что при наличии перегрева электронной решетки относительно

жидкой подложки частота ω_{ξ} реагирует на электронную температуру, и используя данные рис. 4 о зависимости ω_{ξ} от T как градуировочные, мы приобретаем возможность использовать положение частоты $\omega_{\xi}(T_e)$ в качестве

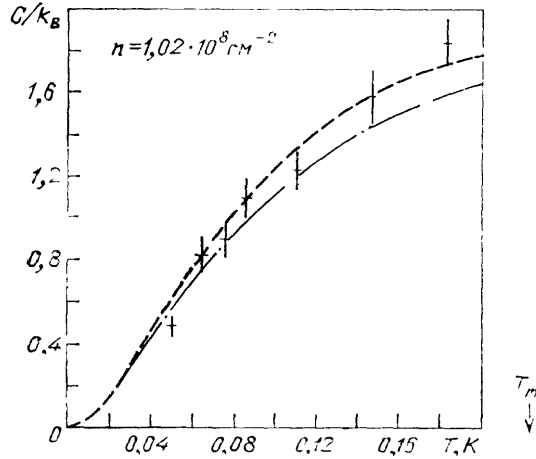


Рис. 5. Теплоемкость электронной решетки, отнесенная к постоянной Больцмана, C/k_B , измеренная для плотности $n = 1.02 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Штрихпунктирная кривая — расчет фоновой теплоемкости двумерной электронной решетки, соответствующей плотности с использованием модуля сдвига $\mu(0)$, равного его значению при $T = 0$. Штриховая кривая — тот же расчет с учетом температурной зависимости $\mu(T)$, приведенной на рис. 3, а. Стрелкой обозначено положение температуры плавления T_m (экспериментальные точки и расчет из [16, 17])

термометра электронной системы. Правильность сделанных предположений проверяется экспериментально. Если, например, зафиксировать температуру жидкой подложки на определенном «расстоянии» от температуры плавления

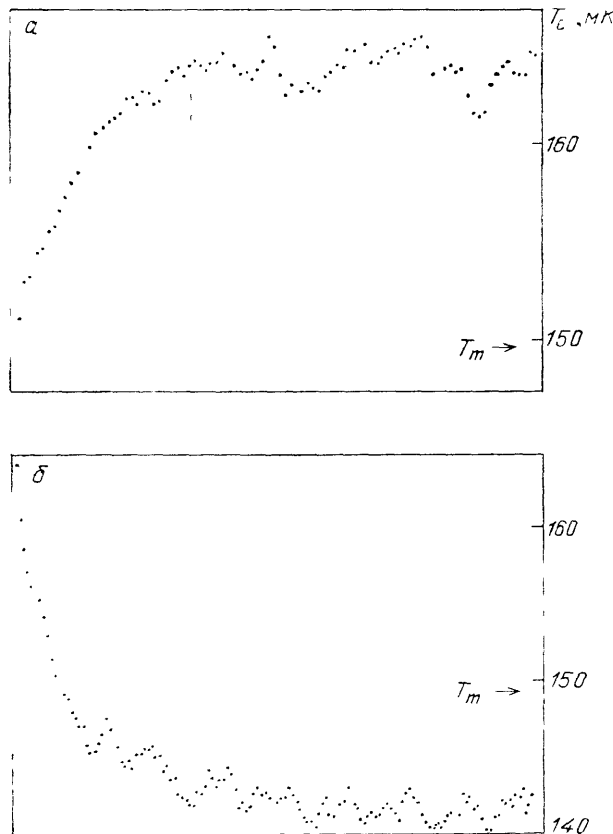


Рис. 6. Динамика изменения температуры электронной системы в функции от времени в связи с включением (а) либо выключением (б) разогревающего поля. По оси абсцисс — время в мкс, по оси ординат — текущее значение электронной температуры T_e в мК. Положение температуры плавления T_m отмечено стрелкой. Очевидно, что в окрестности T_m монотонность изменения T_e не нарушается, что свидетельствует об отсутствии заметной теплоты плавления при фазовом переходе кристалл — жидкость в электронной системе. Температура гелия — $135.5 \pm 0.3 \text{ мК}$, плотность $n_1 = 0.44 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, $n_2 = 0.95 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ (данные [16, 17])

кристалла T_m и затем адиабатически повышать температуру решетки, следя параллельно за поведением пороговой частоты $\omega_{\xi}(T_e)$, то нетрудно видеть, что эта частота будет смещаться в сторону более низких значений и обратиться в нуль в точке плавления кристалла, т. е. при $T_e = T_m$. Другими

словами, имеются необходимые условия для градуировки электронного термометра.

Используя указанную возможность, авторы [16, 17] получили следующие конечные результаты, представленные на рис. 5, демонстрирующие поведение теплоемкости C в функции от T . Согласно оценкам [16] эта теплоемкость соответствует ее фоновому значению, вычисленному для двумерной решетки. На рис. 5 дано сравнение теории с экспериментом, причем на одной из кривых $\mu = \text{const} = \mu(0)$, а на другой учтена зависимость μ от T . Этот вариант расчета лучше согласуется с экспериментом.

Логическим завершением содержательной серии [6, 7, 8, 16, 17] стали эксперименты по измерению теплоты плавления электронной решетки при переходе в жидкое состояние. Дополнительная трудность при этом заключается в том, что в жидкой фазе частота $\omega_{\frac{1}{2}}$ (1) обращается в нуль и пропадает прямая возможность измерения электронной температуры. Авторы работ [16, 17] преодолели указанную трудность с помощью ячейки, позволяющей создавать электронную систему с двумя разными значениями электронной плотности n (реально ячейка имела цилиндрическую геометрию, причем в области $0 \leq r \leq R_1$ создавалась плотность n_1 , а при $R_1 < r \leq R_2$ — плотность n_2). Обе электронные подсистемы находятся в хорошем тепловом контакте, и можно считать, что их электронные температуры совпадают. Параметры эксперимента подобраны так, что в окрестности температуры плавления электронной подсистемы 1 с меньшей плотностью подсистема 2 остается в кристаллическом состоянии, и потому ее пороговая частота $\omega_{\frac{1}{2}}^{(2)}$ может использоваться в качестве термометра.

Экспериментальное значение теплоты перехода оказалось близким к нулю (рис. 6) (с экспериментальной точностью). Это утверждение коррелирует с предсказаниями теории Костерлица — Таулеса о природе фазовых переходов, имеющих в своей основе флуктуационное размножение дислокаций.

Автор благодарен Ф. Уильямсу за постоянный обмен информацией и возможность ознакомления с труднодоступными публикациями [16, 18].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Wigner E. P. // Phys. Rev. 1934. V. 46. P. 1002.
2. Wigner E. P. // Trans. Farad. Soc. 1938. V. 34. P. 678.
3. Grimes C. C., Adams G. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 795.
4. Эдельман В. С. // УФН. 1980. Т. 130. С. 675.
5. Монарха Ю. П., Шикин В. Б. // ФНТ. 1982. Т. 8. С. 563.
6. Gallet F., Deville G., Valdes A., Williams F. I. B. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 212.
7. Deville G., Valdes A., Andrei E. Y., Williams F. I. B. // Ibidem. 1984. V. 53. P. 588.
8. Marty D., Poitrenaud J. // J. de Phys. 1984. Т. 45. P. 1243.
9. Шикин В. Б. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 1619.
10. Рыбалко А. С., Есельсон Б. П., Ковдря Ю. З. // ФНТ. 1979. Т. 5. С. 947.
- [11] Marty D., Poitrenaud J., Williams F. I. B. // J. de Phys. Lett. 1980. Т. 41. P. L311.
12. Mehrota R., Guo G. J., Mast D. B., Dahm A. J. // Phys. Rev. Ser. B. 1984. V. 29. P. 5839.
13. Kosterlitz J. M., Thouless O. J. // J. Phys. Ser. C. 1973. V. 6. P. 1181.
14. Thouless O. J. // Ibidem. 1978. V. 11. P. L189.
15. Morf R. H. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 931.
16. Glatthli D. S. These L'Universite de Paris-Sud. — Centre d'Orsay, 1986.
17. Glatthli D. S., Andrei E. Y., Williams F. I. B. // Surf. Sci. 1988. V. 196. P. 17.
18. Gallet F. Thèse de 3^e cycle. — Universite de Paris 6, 1980.