

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ**

538.9(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ,
АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР
(30 марта 1991 г.)**

30 января 1991 г. в конференц-зале Института физических проблем им. П.Л. Капицы АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. Н.М. Крейнс. Исследование динамики доменной границы методом рассеяния света.

2. В.М. Пудалов. Вигнеровская кристаллизация в двумерном электронном газе в полупроводниках.

Краткое содержание одного доклада публикуется далее.

538.91(048)

В.М. Пудалов. Вигнеровская кристаллизация в двумерном электронном газе в полупроводниках. Более 50 лет назад Е. Вигнером было показано, что в трехмерном электронном газе при понижении плотности электронов кулоновское взаимодействие между электронами должно приводить к возникновению энергетически более выгодного кристаллического состояния (см. обзор [1]). Аналогичная возможность рассматривалась в [2] и для двумерной системы электронов, в которой энергия кулоновского взаимодействия составляет $\langle U \rangle = (\pi n_s)^{1/2} e^2 / \kappa$ (n_s — поверхностная плотность, e — элементарный заряд, κ — диэлектрическая проницаемость). Благодаря интенсивным исследованиям двумерных электронных систем вигнеровская кристаллизация была обнаружена вначале в электронном газе над поверхностью жидкого He, а в последние годы — в гетеропереходах GaAs/(AlGa)As [3 — 8] и в Si-структурах металл—диэлектрик—полупроводник (МДП) [9, 10].

В электронном газе над поверхностью He плотность электронов мала $n_s < 10^9 \text{ см}^{-2}$, и в препятствующей кристаллизации кинетической энергии $\langle W \rangle$ вклад нулевых колебаний $\pi n_s \hbar^2 / m^*$ оказывается меньше тепловой энергии $k_B T$ (здесь m^* — эффективная масса электронов, $m^* \approx 1 \cdot m_e$ для электронов над He). Поэтому плавление электронного кристалла над He происходит классически, по границе $n_s = \pi (\kappa k_B T / e^2)^2$ (нижняя кривая в плоскости $H = 0$ на рис. 1), при концентрациях на 3 порядка ниже, чем ожидается для квантового

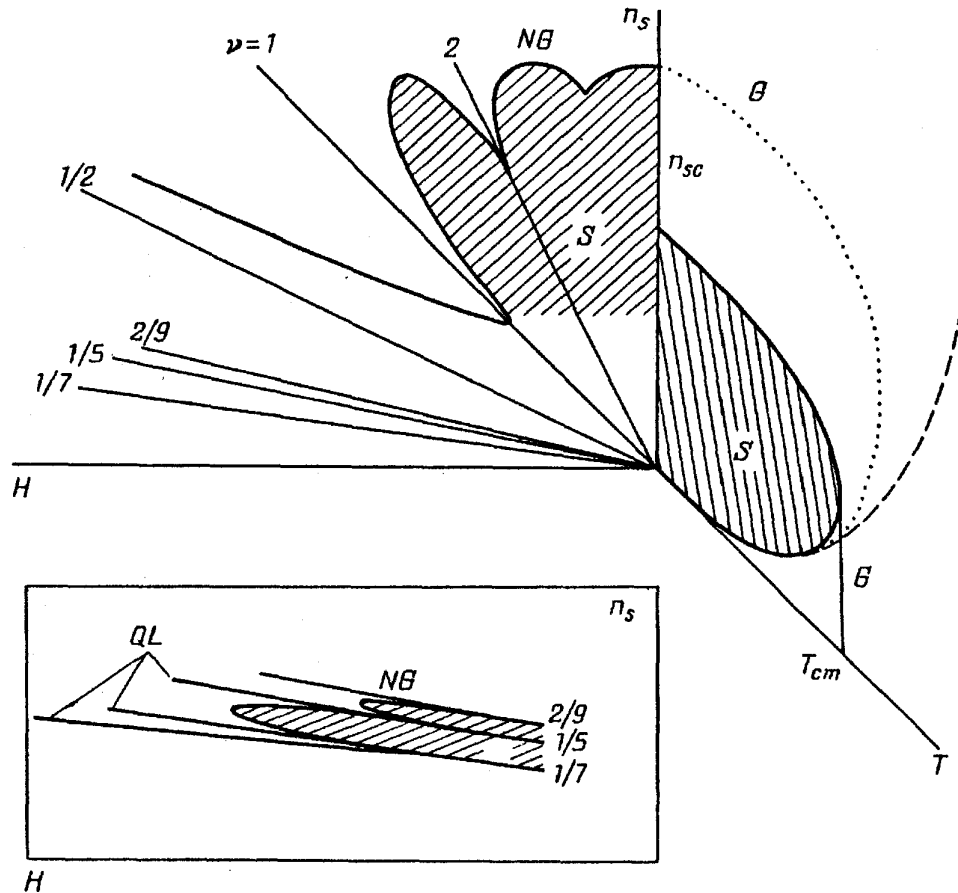


Рис. 1. Фазовая диаграмма твердого электронного состояния в координатах $T - n_s - H$. Обозначения: S — твердая фаза, G — газ, NG — неидеальный газ (с сильным е—е-взаимодействием), QL — квантовая несжимаемая жидкость. В плоскости $H = 0$: нижняя (штриховая) кривая — кривая классического плавления, верхняя сплошная кривая — квантовое "холодное плавление" идеального кристалла, пунктир — квантовое плавление пиннигованного кристалла. В плоскости $T = 0$: прямые линии, выходящие из начала координат, отвечают постоянному коэффициенту заполнения ν . На вставке участок диаграммы из области больших полей

режима "холодного плавления" [1] (верхняя кривая на рис. 1). В гетеропереходах GaAs/(AlGa)As вследствие малой эффективной массы электронов $m^* = 0,067m_e$ энергия нулевых колебаний больше $k_B T$ и режим плавления/кристаллизации может быть квантовым. Однако минимальная электронная плотность в гетеропереходах $n_s > 10^{10} \text{ см}^{-2}$ на 2 порядка выше критической плотности для "холодного плавления":

$$n_{sc} = 4/\pi a_B^2 \Gamma^2, \quad (1)$$

где $a_B = \kappa \hbar^2 / m^* e^2$ — боровский радиус и $\Gamma = \langle U \rangle / \langle W \rangle \approx 10^2$.

Таким образом, электронный кристалл в гетеропереходах вряд ли может существовать без магнитного поля, даже в пределе $T \rightarrow 0$. В ряде теоретических работ [11] предсказывалось, что магнитное поле может индуцировать кристаллизацию в разреженной электронной жидкости ниже некоторого критического значения заполнения наинизшего уровня Ландау $\nu < \nu_c$. Предсказы-

ваемое [11] значение ν_c лежит в пределах от $1/3$ до $1/10$. В недавних измерениях радиочастотного поглощения [3], фотолюминесценции [4, 5] и магнитопроводимости [5 — 8] в гетеропереходах GaAs/(AlGa)As был обнаружен индуцированный магнитным полем электронный кристалл ниже или слегка выше $\nu = 1/5$. Во всех случаях кристалл исчезал при $\nu = 1/5$ и $2/9$, уступая место несжимаемой электронной жидкости [11].

В Si-МДП-структурах эффективная масса носителей $m^* = 0,02m_e$ в 3 раза больше, а диэлектрическая проницаемость $\kappa = 8$ в 1,6 раза меньше, чем в гетеропереходах GaAs/(AlGa)As. Вследствие этого значение n_{sc} оказывается в 20 раз выше и попадает в реально достижимый диапазон плотностей. Примеси и дефекты в реальных объектах в малом количестве должны способствовать кристаллизации благодаря пиннингу электронной решетки [12]; однако при большом их количестве моттовский переход в диэлектрическое состояние [1], сдвигаясь в сторону больших электронных плотностей, может оказаться выше значения n_{sc} .

Таким образом, в Si электронный кристалл в квантовом режиме может возникнуть даже в нулевом магнитном поле. Требуемая для этого весьма низкая плотность электронов $n_s \ll 10^{11} \text{ см}^{-2}$ вполне достижима в Si-МДП-структурах экстремально высокого качества [9].

В эксперименте [9, 10] изучалось магнитосопротивление Si-МДП-структуры при температурах 0,025 — 0,6 К и было обнаружено, что по мере уменьшения n_s пики сопротивления R_{xx} , обычные для квантового эффекта Холла при полуцелом заполнении первого и второго подуровней Ландау ($\nu \approx 1,5$ и $2,5$), экспоненциально быстро возрастают (рис. 2) на 5 — 6 порядков величины. В то же время холловская компонента сопротивления [9, 13] R_{xy} остается практически такой же, как в обычном электронном газе, свидетельствуя о том, что практически все электроны остаются делокализованными. Этот вывод подтверждается измерениями действительной и мнимой частей импеданса системы "затвор—инверсионный слой" [13]. Все проведенные исследования — магнитосопротивления на постоянном и переменном токе и емкости — ясно показывают, что возникновение диэлектрической фазы при полуцелых факторах заполнения связано не с обычной одночастичной локализацией, а с образованием твердой фазы, пиннингованной на неоднородностях, в которой основное состояние отделено от возбужденного энергетической щелью.

Как видно из рис. 2, твердая фаза возникает не во всем диапазоне H , а лишь вне областей с целым ν ($= 1$ и 2), где сохраняются обычные для квантового эффекта Холла минимумы R_{xx} и квантованные значения R_{xy} . Это означает, что энергетическая щель, отделяющая основное состояние от возбужденного, обращается в 0 при целых значениях ν . Область существования твердой фазы ограничена также со стороны сильных полей обычным "магнитным вымораживанием", которое в Si-МДП-структурах происходит при $\nu < \approx 1/2$ (подъем правой стороны всех кривых на рис. 2), а в гетероструктурах GaAs/(AlGa)As [8] — при $\nu < \sim 1/5$. При дальнейшем понижении электронной плотности минимумы R_{xx} исчезают вследствие распространения твердой фазы по всей области H .

При нулевой температуре пиннингованная твердая фаза должна иметь

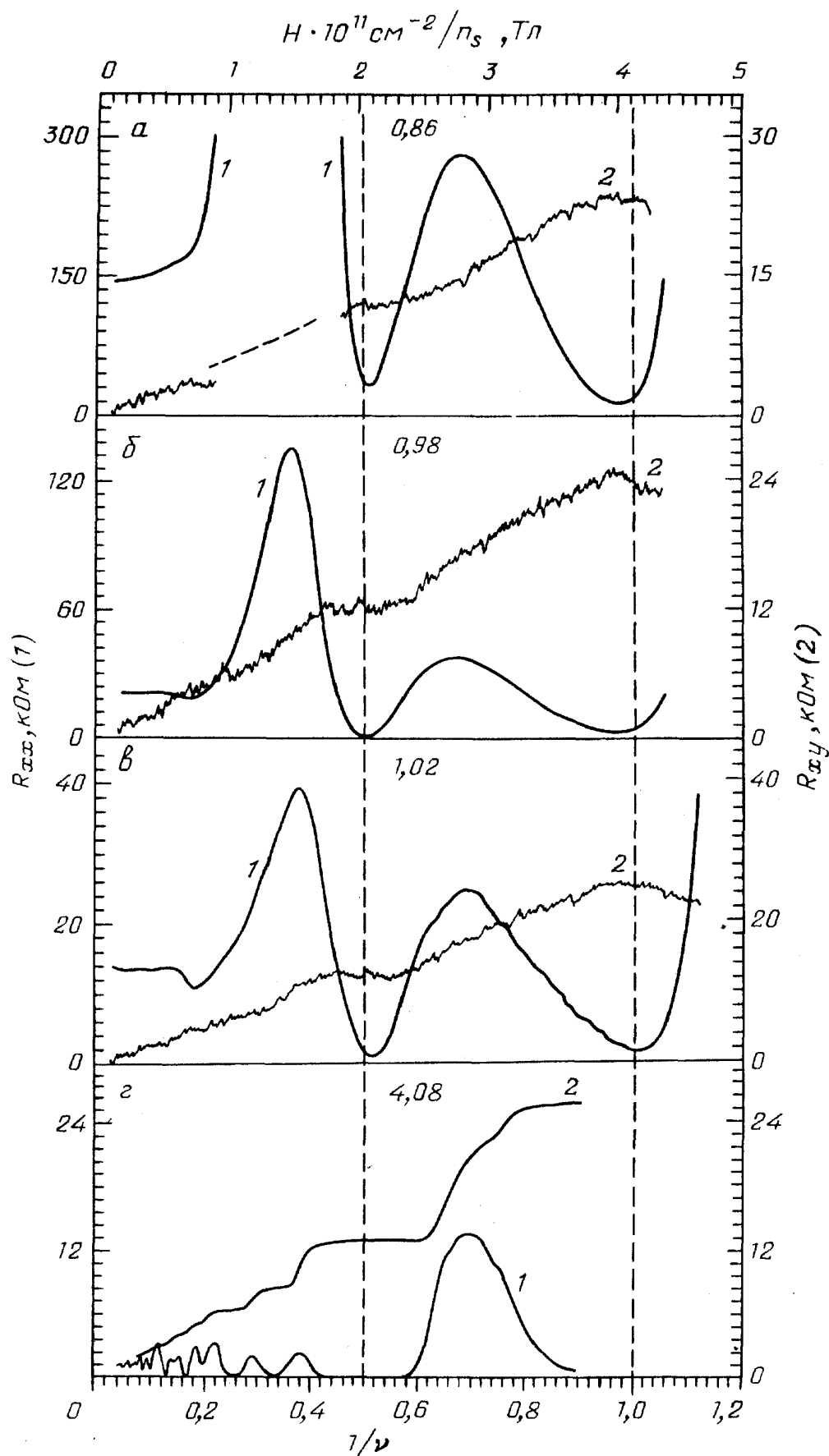


Рис. 2. Диагональное (1) и холловское (2) сопротивление Si-МДП-структуры в зависимости от $\nu^{-1} \propto H$ для различной электронной плотности. Числа над кривыми указывают n_s в единицах 10^{11} cm^{-2} . Условия измерений [13]: $T = 240 \text{ мК}$, измерительный ток 0,7 нА (*a - в*) и 2 нА (*г*)

диэлектрические свойства. При конечной температуре в ней возникает электронный транспорт из-за термоактивационных переходов между основным и возбужденным состояниями (последним в Si является газовая фаза с сильным $e-e$ -взаимодействием [14]). Это подтверждается экспоненциальной зависимостью пиков R_{xx} от T^{-1} [8, 10]. При приложении электрического поля выше некоторого порогового значения должен происходить срыв электронной решетки и дальнейшее ее проскальзывание. Это проявляется в пороговом характере вольт-амперной характеристики [8, 10] и уровня шума [8]. Измерения [13] R_{xy} (рис. 2) подтверждают именно такой механизм проводимости с "проскальзыванием" твердой фазы.

В заключение интересно сопоставить транспортные свойства твердой электронной фазы в GaAs(AlGa)As и в Si. В GaAs твердая фаза возникает в пределе $H \rightarrow \infty$ на фоне исходного состояния несжимаемой электронной жидкости: в Si — в сравнительно слабом или даже нулевом поле на фоне исходного состояния — неидеального электронного газа. При не слишком низких плотностях твердая фаза в обоих случаях исчезает при значениях фактора заполнения, отвечающих состояниям с квантованным холловским сопротивлением. На фазовой диаграмме рис. 1 на плоскости $T = 0$ условно изображена граница между твердой/газообразной и твердой/жидкой электронными фазами согласно данным [9, 10]. В обоих случаях $R_{xx} \rightarrow \infty$ при $T \rightarrow 0$; проводимость в твердой фазе существует за счет термоактивации или превышения порогового электрического поля. При не слишком низких температурах $T > \sim 200$ мК твердая фаза в обоих случаях пиннингована не абсолютно жестко.

Универсальность обнаруженного физического явления отражает фундаментальные свойства двумерных электронных систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [I] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. — М.: Мир, 1985.
2. Crandall R.S., Williams R.//Phys. Lett. Ser. A. 1971. V. 34. P. 404.
Чаплик А.В.//ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 746.
3. Andrei E.Y. et al.//Phys. Rev. Lett. 1988. V.60. P. 2765.
4. Kukushkin I.V. et al.//Application of High Magnetic Fields in Semiconductor Physics. Berlin a.o.: Springer-Verlag, 1991. — (Springer Series in Solids-State Sciences).
5. Clark R.G. et al.//Ibidem.
6. Willett R.L., Stormer H.L., Tsui D.C., Pfeiffer L.N., West K. Baldwin K.W.//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 38. P. 7881.
7. Jiang H.W., Willett R.L., Stormer H.L., Tsui D.C., Pfeiffer L.N., West K.W.//Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 633.
8. Goldman V.J., Santos M., Shayegan M., Cunningham J.E.//Ibidem. P. 2189.
9. D'Iorio M., Pudalov V.M., Semenchinsky S.G.//Phys. Lett. Ser. A. 1990. V. 150. P. 422.
10. D'Iorio M., Pudalov V.M., Semenchinsky S.G.//[4].
- [II] Лозовик Ю.Е., Юдсон В.И.// Письма ЖЭТФ. 1975. Т. 22. С. 26.
Yoshioka D., Fukuyama // 1. Phys. Soc. Japan. 1979. V. 47. P. 394.
Yoshioka D., Lee P.A. // Phys. Rev. Ser. B. 1983. V. 27. P. 4985.
Lam P.K., Girvin S.M.//Ibidem. 1984. V. 30. P. 473.
12. Eguluz A.G., Maradudin A.A., Elliott R.J.//Ibidem, 1983. V. 27. P. 4933.
13. Kravchenko S.V., Perenboom J.A.A.J., Pudalov V.M.// Ibidem. 1991 (in press).
14. Kravchenko S.V., Pudalov V.M., Rinberg D.A., Semenchinsky S.G.//Ibidem. 1990. V. 42. P. 3741.