Письма в ЖЭТФ, том 44, вып. 11, стр. 520 – 522 *10 декабря 1986 г.*

ОСЦИЛЛЯЦИИ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос

Построена теория нелинейного экранирования потенциала заряженных примесей, случайно распределенных в объеме, двумерным электронным газом. С ее помощью найдена зависимость положения уровня Ферми и ширины пика плотности состояний на уровне Ландау от концентрации электронов в магнитном поле.

Обычно считается, что плотность состояний (ПС) двумерных электронов в магнитном поле представляет собой набор уровней Ландау, отстоящих друг от друга на $\hbar\omega_c$ и имеющих ширину $\Gamma \ll \hbar\omega_c$. Если связывать эту ширину с короткодействующим потенциалом, то ПС убывает с ростом энергии ϵ, отсчитанной от уровня Ландау по закону $\exp(-\epsilon^2/\Gamma^2)$ и очень мала посередине между уровнями. В работах [1,2] ПС изучалась по зависимости энергии активации проводимости от степени заполнения уровней Ландау. Оказалось, что между уровнями ПС значительно больше, чем по приведенной оценке. В недавней работе [3] ширина Γ измерена по спектрам люминесценции. Обнаружено, что Γ осциллирует, резко возрастая при уменьшении $\delta n = |n - Mn_0|$, где n – двумерная концентрация электронов, n_0 – концентрация при полном заполнении одного уровня Ландау, M – целое число. Это указывает на неодноэлектронную природу ПС. В такой ситуации следует различать ПС, полученные разными способами [4]. В то время как в работах [1,2] изучалась величина $D(E_F) = dn/dE_F$, где E_F – энергия Ферми, в работе [3] речь идет о ПС как функции энергии при фиксированном заполнении. При учете электрон-электронного взаимодействия эти ПС не должны совпадать. Осцилляции Γ с заполнением были предсказаны ранее в работе [5], где они связывались с периодическим изменением радиуса экранирования. Аналитические выражения для Γ в этой работе не приведены. Кроме того, экранирование в [5] считалось линейным, хотя, как мы покажем, при малых δn оно нелинейно. Ниже мы рассмотрим двумерный электронный газ в плоскости $z = 0$, окруженный случайно распределенными в толстом слое между плоскостями $z = d$, $z = -d$ заряженными центрами, и получим зависимости $D(E_F)$ и $\Gamma(\delta n)$ при малых δn, находящиеся в качественном согласии с экспериментом. Сначала обсудим случай сильных магнитных полей, в котором $\hbar\omega_c \gg e^2/\kappa a$, где e – заряд электрона, κ – диэлектрическая проницаемость, a – радиус водородоподобного состояния. В этом случае можно считать, что все целиком заполненные уровни Ландау не принимают участия в экранировании, а концентрация экранирующих носителей при $\delta n \ll n_0$ равна δn. При слабом заполнении носителями являются электроны, при сильном – дырки. Для описания экранирования случайного потенциала с масштабом L разделим плоскость $z = 0$ на квадраты $L \times L$ и построим на каждом как на основании куб $L \times L \times L$. Флуктуация числа зарядов каждого такого куба порядка $\sqrt{NL^3}$, где N – концентрация центров. Если $\sqrt{NL^3}$ меньше числа электронов δnL^2 в квадрате $L \times L$, т.е. $L > L_c$, где

$$L_c \equiv \frac{N}{(\delta n)^2}, \tag{1}$$

то потенциал с масштабом L экранируется электронами. В обратном случае $L < L_c$ экранирование не происходит. Поэтому длина L_c является радиусом нелинейного экранирования [6]. Амплитуда случайного потенциала определяется масштабом L_c и имеет порядок величины

$$\Gamma = \alpha \frac{e^2}{\kappa L_c} \sqrt{NL_c^3} = \alpha \frac{e^2 N}{\kappa \delta n}, \tag{2}$$

где α – численный коэффициент. Согласно (2) Γ быстро растет при $\delta n \to 0$. Однако, когда Γ станет порядка $\hbar\omega_c$ в экранировании будут участвовать два уровня Ландау одновременно, вследствие чего Γ перестанет расти. Такое поведение качественно согласуется с результатами [3]. Конкурирующее ограничение на Γ возникает, когда L_c достигает d. Формулы (1), (2) справедливы при выполнении условий $NL_c^3 \gg 1$, $\delta nL_c^2 \gg 1$, т.е. при

$$(\delta n)^3 \ll N^2. \tag{3}$$

Условие (3) ограничивает область применимости (2) со стороны больших δn. Если $n_0^3 \ll N^2$, то (2) дает правильную оценку Γ вплоть до $\delta n \cong n_0/2$. Отметим, что благодаря плавности потенциала ширина линии люминесценции может оказаться меньше, чем вычисленная выше.

Вычислим теперь $D(E_F)$. Благодаря флуктуациям потенциала энергия Ферми смещена относительно невозмущенного уровня Ландау на величину порядка Γ. Таким образом, энергия Ферми, отсчитанная от ближайшего уровня Ландау, равна

$$E_F = \beta \frac{e^2 N}{\kappa \delta n}, \tag{4}$$

где β – численный коэффициент. Тогда

$$D(E_F) \equiv \frac{dn}{dE_F} = |\beta| \frac{e^2 N}{\kappa E_F^2} = \frac{(\delta n)^2 \kappa}{|\beta| e^2 N}. \tag{5}$$

Видно, что $D(E_F)$ быстро растет при уменьшении E_F. Следует, однако, иметь в виду, что область применимости (5) ограничена условием (3) и что $\delta n \leq n_0/2$. ПС $D(E_F)$ достигает минимума при $E_F = \hbar\omega_c/2$, причем

$$D(\hbar\omega_c/2) = 4|\beta| \frac{e^2 N}{\kappa(\hbar\omega_c)^2}. \tag{6}$$

Таким образом, в щели между уровнями Ландау ПС $D(E_F)$ мала не экспоненциально, как это было бы в случае короткодействующего потенциала. Заметим, что если бы заряженные центры находились только в плоскости $z = 0$, то получилось бы $E_F = e^2 N_2^{1/2} \kappa^{-1} \ln(N_2/\delta n)$, где N_2 – поверхностная концентрация центров [7]. Тогда $D(E_F)$ оказалась бы в щели экспоненциально малой. Таким образом, для ПС $D(E_F)$ в щели объемные заряженные центры играют более важную роль, чем поверхностные. Причина заключается в том, что при уменьшении δn в создание потенциала вовлекаются центры, которые находятся в слое быстро растущей толщины L_c. До сих пор обсуждались флуктуации потенциала с масштабом, большим $N^{-1/3}$. Существует однако и другой вклад в понижение уровня Ферми. Он связан с положительными центрами, случайно оказавшимися на расстоянии $z \ll N^{-1/3}$ от плоскости $z = 0$. При $E_F \leqslant e^2/\kappa a$ этот вклад оказывается порядка (4), а при $E_F > e^2/\kappa a$ он мал по сравнению с (4). Этот вклад резко подавляется при наличии нелегированного слоя вблизи $z = 0$.

Выше речь шла о случае $\hbar\omega_c \gg e^2/\kappa a$, который реализуется в материале с достаточно малой эффективной массой. В кремниевых МДП-структурах выполняется неравенство $\hbar\omega_c \ll \ll e^2/\kappa a$. Мы считаем, что и в этом случае полученные выше результаты качественно сохраняются, хотя рассмотрение становится более сложным. Дело в том, что при $\hbar\omega_c \ll e^2/\kappa a$ существуют флуктуации, которые связывают электроны столь сильно, что магнитное поле практически не влияет на их состояние. Однако, существуют флуктуации, в которых энергия связи электронов мала по сравнению с $\hbar\omega_c$. Рассмотрение этих флуктуаций по существу аналогично приведенному выше и приводит к тем же результатам.

Изложенная здесь теория нелинейного экранирования пригодна и для описания состояния двумерных электронов в нулевом магнитном поле, если полная концентрация электронов столь мала, что выполнено неравенство $n^3 \ll N^2$, аналогичное (3). В этом случае в формулах (1) и (2) следует заменить δn на n. Тогда для энергии активации электропроводности ϵ_A получаем

$$\epsilon_A = \beta \frac{e^2 N}{\kappa n} . \tag{7}$$

При настолько больших N, что $Na^3 > 1$ переход от активационной проводимости к металлической происходит при такой концентрации $n = n_c$, что $n_c^3 \ll N^2$, причем для определения n_c следует приравнять (7) и энергию Ферми вырожденного двумерного газа $\pi\hbar^2 n/m$. В результате получаем $n_c \propto \sqrt{N/a}$. При $Na^3 \ll 1$ с ростом n сначала нарушается неравенство $n^3 < N^2$ и во всем пространстве возникает вигнеровский кристалл или вигнеровская жидкость с энергией корреляции, бо́льшей Г, которые линейным образом экранируют на расстоянии $n^{-1/2}$. Теория перехода металл – диэлектрик в этом случае более сложна.

Мы благодарны В.Б.Тимофееву за ознакомление с некоторыми экспериментальными данными до их публикации и за стимулирующее обсуждение.

После набора статьи мы узнали, что нелинейное экранирование двумерным электронным газом в отсутствие магнитного поля было изучено в работе Гергеля В.А. и Суриса Р.А. (ЖЭТФ, 1978, **75**, 191).

Литература

1. *Stahl E., Weiss D., Weinmann G., Klitzing K.V., Ploog K.J.* J. Phys. C: Solid State, 1985, **C18**, L783.
2. *Гаврилов М.Г., Кукушкин И.В.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **43**, 79.
3. *Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **43**, 387.
4. *Белло М.С., Левин Е.И., Шкловский Б.И., Эфрос А.Л.* ЖЭТФ, 1981, **80**, 1596.
5. *Ando T.* J. Phys. Soc. Japan, 1977, **43**, 1616.
6. *Шкловский Б.И., Эфрос А.Л.* "Электронные свойства легированных полупроводников" М.: Наука, 1979.
7. *Гергель В.А., Сурис Р.А.* ЖЭТФ, 1983, **84**, 719.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 октября 1986 г.