Письма в ЖЭТФ, том 58, вып.4, стр.307 - 315 ©1993 г. 25 августа

О ВОЗМОЖНОЙ ПРИЧИНЕ РАЗРУШЕНИЯ БЕЗДИССИПАТИВНОГО СОСТОЯНИЯ В УСЛОВИЯХ КЭХ

С.В.Иорданский

Институт теоретической физики им.Л.Д.Ландау РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 20 июля 1993 г.

Разрушение бездиссипативного режима связывается с узостью энергетической зоны делокализованных состояний электронов. Показано, что в результате возникает неустойчивость стационарного тока.

Вопросу о разрушении режима КЭХ посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ. Это явление было открыто вскоре после открытия КЭХ (см. [1,2]). Предпринятая попытка объяснения исходила из возможности превзойти скорость звука для скорости дрейфа электронов в достаточно сильных электрических полях и появления сильной дополнительной диссипации из-за излучения фононов (см. работы [3,4]), которые были затем развиты и дополнены в [5]. Обзор различных работ, относящихся к разрушению КЭХ, дан в [6]. На сегодня, однако, нет ясной и общепринятой физической картины этого явления. В частности, звуковая теория приводит к слишком большим значениям критического тока. В то же время сообщалось о наблюдении дискретных значений напряжения [7]. В недавних работах [8,9] также наблюдались дискретные квантованные значения напряжения при постепенном изменении магнитного поля для достаточно большого тока, сопровождавшиеся гистерезисом.

В недавних теоретических работах (см. [10]) исследовался вопрос о распределении двумерных зарядов и потенциала, обеспечивающем отсутствие источников тока ($\mathrm{div}\ \vec{j} = 0$). Полученные численно распределения электрического поля для геометрии Корбино показывают весьма неоднородное его распределение, особенно вблизи минимума проводимости. Однако площадь под острым пиком электрического поля исчезающе мала по сравнению с остальным падением напряжения, так что подобное распределение не может быть само по себе причиной разрушения КЭХ. Существенно, однако, что, как показано в этой работе, электрические поля создаются в основном электронами, находящимися в локализованном состоянии, в то время как проводимость осуществляется небольшим количеством делокализованных электронов.

В настоящей работе я попытаюсь дать качественное физическое объяснение причин разрушения бездиссипативного состояния в КЭХ, а также некоторые следствия из этого объяснения для вольт-амперных характеристик, рассматривая простейшую геометрию диска Корбина. Основным отправным положением является то, что делокализованные состояния существуют в весьма малой доле всех состояний, в узкой энергетической зоне. Теоретические соображения, основанные на ренормгрупповом подходе, дают исчезающую ширину этой зоны подвижности при температуре, стремящейся к нулю [11]. Качественное рассмотрение, проведенное для плавного случайного потенциала [12], дает оценку для этой ширины:

$$\Delta \sim \frac{l_H^2}{\lambda^2} U_r \qquad (1)$$

(где l_H – магнитная длина, λ – корреляционная длина, U_r – среднеквадратичное значение случайного потенциала), малую в пределе $l_H/\lambda \to 0$. Надежная экспериментальная оценка величины Δ на сегодня отсутствует.

Сами делокализованные состояния связаны только с упругими процессами рассеяния на случайном потенциале, и проводимость или диффузия по этим состояниям имеют место и при исчезающе медленных неупругих процессах.

При наличии конечной ширины зоны подвижности делокализованный электрон может сместиться упругим образом только на расстояние $l = \Delta/eE$, где E – приложенное электрическое поле. При малых электрических полях эта длина чрезвычайно велика и неупругие процессы успевают понизить энергию электрона, так что он всегда будет находиться внутри зоны подвижности. При этом его проводимость или ток не будут фактически зависеть от скорости неупругих процессов.

Для оценки критических электрических полей нужно сравнить характерное время неупругих процессов τ с временем τ_0 прохождения расстояния l. Мы будем считать, что величина Δ и проводимость в зоне подвижности не зависят от температуры. При этом будем считать, в соответствии с экспериментальными условиями, что заполнение соответствует середине холловских плато, так что наблюдаемая проводимость связана с активацией носителей заряда в зону подвижности, и поэтому одноэлектронный подход к ее вычислению является полностью оправданным.

Время прохождения электроном расстояния l определяется либо диффузией, и тогда $\tau_0 = l^2/D$, где D – коэффициент диффузии делокализованных электронов, либо скоростью дрейфа электронов $v_d = \sigma E/en$, где n – плотность делокализованных электронов, и тогда $\tau_0 = l/v_d$, причем нужно выбрать наименьшее из них и приравнять характерному времени неупругих процессов τ. Для критических электрических полей E_c мы получим два выражения:

$$(E_c^D)^2 = \frac{\Delta^2}{l^2(\tilde{D}\tau)}, \qquad (E_c^6)^2 = \frac{\Delta n}{\sigma\tau}.$$

Эффективный коэффициент диффузии $\tilde{D}$ может быть определен через парциальные коэффициенты диффузии $D(\epsilon)$ делокализованных электронов с заданной энергией ϵ:

$$\tilde{D} = \int_\Delta D(\epsilon)\frac{\partial f}{\partial \mu}\frac{\partial \nu}{\partial \epsilon}d\epsilon \left(\frac{\partial n}{\partial \mu}\right)^{-1},$$

где число делокализованных электронов

$$n = \int_\Delta f(\epsilon)\frac{\partial \nu}{\partial \epsilon}d\epsilon.$$

Здесь μ – химический потенциал, $\frac{\partial \nu}{\partial \epsilon}$ – плотность состояний, f – функция распределения. В то же время, проводимость σ определяется полным током по делокализованным электронам:

$$\sigma = \int_\Delta D(\epsilon)\frac{\partial f}{\partial \mu}\frac{\partial \nu}{\partial \epsilon}d\epsilon.$$

Отсюда следует, что отношение

$$\left(\frac{E_c^D}{E_c^\sigma}\right)^2 = \Delta\frac{l}{n}\frac{\partial n}{\partial \mu} = \frac{\Delta}{T}. \qquad (2)$$

Таким образом, при высоких температурах, $T > \Delta$, нужно брать диффузионное время, а при низких, $T < \Delta$ – дрейфовое. Мы ограничимся случаем высоких температур $T \gg \Delta$.

Используя тот факт, что парциальная проводимость в зоне подвижности $D(\epsilon)\left(\frac{\partial\nu}{\partial\epsilon}\right) = \sigma(\epsilon) \sim \frac{e^2}{h}$, согласно экспериментальным данным и теоретическим расчетам, а также пользуясь оценкой

$$n \approx \Delta \left(\frac{\partial\nu}{\partial\epsilon}\right)_{E_0} f(\epsilon_0),$$

получим

$$(E_c^D)^2 = \frac{\Delta}{T}\frac{\Delta n}{\sigma\tau} = \frac{h}{e^2}\frac{\Delta^2}{\tau}\left(\frac{\partial\nu}{\partial\epsilon}\right)_{\epsilon_0}, \tag{3}$$

где ϵ_0 – среднее значение энергии по зоне подвижности. Численное значение величины E_c ненадежно из-за отсутствия экспериментальных данных для входящих в (3) величин.

При дальнейшем повышении электрического поля, $E > E_c$, неупругие процессы становятся определяющими для величины тока. За время τ электрон будет смещаться на величину порядка l, так что ток

$$j \sim en\frac{l}{\tau} = n\frac{\Delta}{E\tau},$$

и мы видим, что он падает с увеличением электрического поля. Такой механизм возникновения отрицательной дифференциальной проводимости рассматривался для узких зон в полупроводниках в работе [13]. Отрицательная дифференциальная проводимость в трехмерном случае приводит к неустойчивости и образованию доменов с различным значением электрического поля, и эффекту Гана [14].

Для исследования устойчивости при наличии отрицательной дифференциальной проводимости необходимо решить совместные уравнения Пуассона и непрерывности, считая ток $j(E)$ зависящим только от электрического поля [14]:

$$\frac{\partial n'}{\partial t} + \mathrm{div}_2\frac{\partial j}{\partial E}E' = 0, \qquad \mathrm{div}_3 E' = 4\pi n'\delta(z),$$

где штрихами обозначены отклонения величин от их стационарных значений, индексы 3 и 2 означают соответственно трехмерную и двухмерную (в плоскости $2d$ слоя $z = 0$) дивергенции, $\delta(z)$ – дельта-функция.

Мы полагаем, что неустойчивость развивается быстро и существенны малые длины волн для возмущений, что дает для инкремента неустойчивости

$$\gamma = -|k|2\pi\frac{\partial j}{\partial E}.$$

Мы видим, что в двухмерном случае в первую очередь растут коротковолновые возмущения, в отличие от трехмерного, где инкремент не зависит от k [14]. Нелинейный режим, возникающий в результате развития такой неустойчивости, найти весьма сложно. Для этого нужно учитывать также изменение распределения локализованных зарядов и создаваемых ими электрических полей, а не только плотности делокализованных зарядов, как это делалось при исследовании устойчивости.

Можно, однако, предложить семейство стационарных распределений потенциала, обеспечивающих данное значение тока и устойчивых в смысле локальной вольт-амперной характеристики. Рассмотрим, что произойдет, если на случайный потенциал наложить ступенчатый регулярный потенциал. Мы будем исходить из квазиклассической картины дрейфа электронов в плавном случайном потенциале [12], когда делокализованные состояния сосредоточены вблизи порога перколяции. Эти электроны в области постоянного значения регулярного потенциала будут диффундировать точно так же, как и в случае отсутствия регулярного потенциала. Однако они не могут преодолеть ступеньку из-за невозможности перейти в зону подвижности при другом значении регулярного потенциала упругим образом. Исключение составляет такое значение скачка, когда эта зона подвижности соответствует зоне подвижности другого уровня Ландау. Это соответствует случаю, когда энергии электронов в регулярном потенциале сдвинуты на целое число $\hbar\omega_c$, если мы будем считать, что положение зоны подвижности с точностью до величины Δ соответствует уровням Ландау. При этом в области между скачками потенциала имеются слабые электрические поля, обеспечивающие устойчивое протекание тока. Подобное распределение потенциала должно обеспечиваться локализованными электронами, не принимающими участие в проводимости. Такие распределения будут локально устойчивы в смысле вольт-амперной характеристики, фактически не отличаясь от случая отсутствия скачков.

Условие реализации подобных распределений и их время жизни требуют дополнительных исследований.

В заключение можно сказать, что предложенная картина использует только факт упругого распространения электронов и позволяет объяснить в принципе квантование напряжения между источником и стоком в геометрии Корбино, и, по-видимому, и в другой геометрии, без привлечения каких-либо дополнительных гипотез.

Автор выражает благодарность В.Ф.Гантмахеру и В.Б.Тимофееву за обсуждение результатов настоящей статьи, а также Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку, согласно проекту 93-02-2794.

---

1. G.Ebert, K. von Klitzing, K.Ploog, and G.Weimann, J. Phys. C Solid State Physics **16**, 544 (1983).
2. M.Gage, R.Dzuba, B.Field et al., Phys. Rev. Lett. **51**, 1374 (1983).
3. P.Stredda and K. von Klitzing, J. Phys. C **17**, L483 (1984).
4. O.Heinonen, P.L.Paylor, and S.M.Girvin, Phys. Rev. **D30**, 3016 (1984).
5. L.Eaves and F.Sheard, Semicond. Sc. Technol. **1**, 346 (1986).
6. M.Cage, in Quantum Hall effect ch.II. ed R.Prange, S.Girvin, Springer (1987).
7. L.Bliek, G.Hein, V.Hose et al., Proc. Int. Cong. on Application of high Magnetic Fields in Semiconductor Physics ed. G.Landwehr, Berlin Springer 1987.
8. M.Cage, G.Marullo Reedtz, D.Yu., and C.Van Degriff, Semicond. Sci. Technol. **5**, 351 (1990).
9. M.Cage, Semicond. Sci. Technol. **7**, 1119 (1992).
10. M.Djakonov, Sol.St. Comm. **78**, N9, 817 (1991); M.Djakonov and K.Pikus, ibid **83**, N6, 413 (1992).
11. A.Pruisken, in Quantum hall effect ch.5 ed. R.Prange, S.Girvin Springer (1987).
12. С.В.Иорданский, Б.А.Музыкантский, ЖЭТФ **103**, 2116 (1993).
13. Ю.А.Бычков, А.М.Дыхне, ЖЭТФ **48**, 1168 (1968).
14. А.Ф.Волков, Ш.М.Коган, УФН **96**, 633 (1968).