

Эффект насыщения в задаче о микроволновом поглощении энергии $2D$ электронами на пленке гелия

В. Б. Шикин

*Институт физики твердого тела РАН, Россия, 142432, п. Черноголовка, Московская обл.
E-mail: shikin@issp.ac.ru*

Статья поступила в редакцию 16 декабря 1999 г., после переработки 1 февраля 2000 г.

Обсуждаются детали поглощения ВЧ электромагнитного поля $2D$ электронами на тонкой пленке гелия в зависимости от величины прижимающего электрического поля. Отмечена связь этой задачи с проблемой насыщения в $2D$ электронной системе. Специально изучен случай цилиндрической геометрии, качественно отвечающий условиям эксперимента в [1]. Показано, что полученные данные относительно полевой зависимости поглощения энергии ВЧ поля $2D$ электронами содержат информацию о пересыщенных электронных состояниях в ячейке.

Обговорюються деталі поглинання ВЧ електромагнітного поля $2D$ електронами на тонкій плівці гелію в залежності від величини притискуючого електричного поля. Позначено зв'язок цієї задачі з проблемою насичення в $2D$ електронній системі. Спеціально вивчено випадок циліндричної геометрії, який якісно відповідає умовам експерименту в [1]. Показано, що одержані дані відносно польової залежності поглинання енергії ВЧ поля $2D$ електронами містять інформацію про пересичені електронні стани в комірці.

PACS: 67.70.+n

В интересной работе [1] изучалось поглощение $2D$ электронами ВЧ энергии при введении заряженной двумерной системы в центральную часть цилиндрически-симметричного резонатора (где имеется пучность основной моды электрического поля резонатора). Авторами [1] отмечено, что введение $2D$ электронов резко изменяет характеристики резонатора. В частности, его основная частота уменьшается от 12 до 9 ГГц, уровень поглощения P растет (по сравнению с его величиной в пустой ячейке). Кроме того, специально исследовалась зависимость поглощения P от разности потенциалов V между стенками резонатора и центральным электродом, удерживающей электроны на поверхности гелия. Стимулирующим здесь являлось желание зафиксировать локализацию свободных $2D$ электронов в одноэлектронных лунках. Наличие хорошо заметного пика на зависимости $P(V)$ [1, рис. 2] подтверждает разумность предлагаемой интерпретации данных в [1]. Тем не менее некоторые сопутствующие детали, оставленные в [1] без комментариев, указывают на возможное существование альтернативного

сценария, ведущего к наблюдаемому поведению $P(V)$. Наиболее заметной из них оказывается конечное, отличное от вакуумного, поглощение в резонаторе при $V \rightarrow 0$. Существующие представления о поведении $2D$ электронов над гелием требуют в подобной ситуации обращения в нуль плотности электронов в активной зоне резонатора, а значит, и малого (сравнимого с вакуумным) поглощения. В действительности же поглощение P при стремящейся к нулю разности потенциалов лишь на несколько процентов меньше максимального. Такой парадокс должен иметь хотя бы качественное объяснение.

В настоящей работе обсуждается популярная (использованная и в [1]) процедура зарядки электронами свободной поверхности гелия до насыщения (понятие насыщения будет определено ниже). Учет деталей этого процесса оказывается существенным для понимания поведения $P(V)$. В частности, становится возможным и объяснение упомянутого выше парадокса.

1. Обратимся к технической, на первый взгляд, проблеме введения электронов в резона-

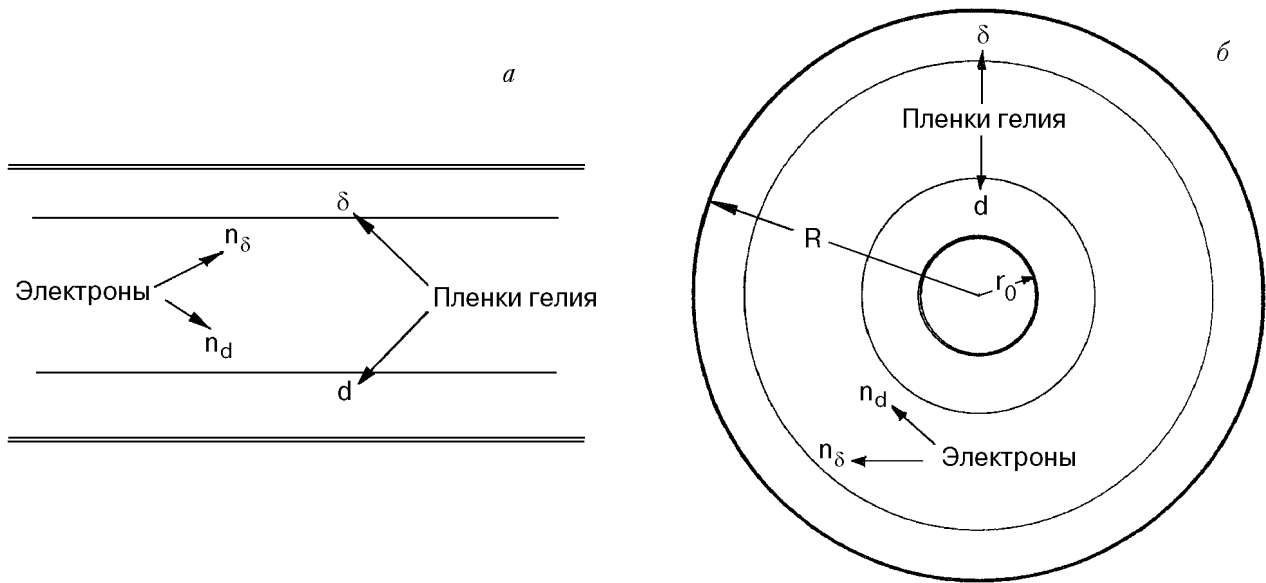


Рис. 1. Схема расположения 2D электронных слоев над плоскими пленками гелия в двухкомпонентном приближении (а) и при цилиндрическом варианте ячейки (б).

тор и определения плотности 2D электронной системы в активной зоне приблизительно вдоль оси цилиндрического резонатора. Эта процедура осуществлялась в [1] известным способом от внешнего источника до насыщения электронами пленки гелия, покрывающей проводящую подложку (легированный кремний) вдоль оси резонатора при наличии фиксированной разности потенциалов между подложкой и стенками резонатора. В таких условиях возможна простая оценка плотности n_s 2D электронов в ячейке, поэтому изучение свойств 2D электронной системы над гелием именно в состоянии насыщения весьма популярно. Тем не менее важные детали состояния с насыщением нуждаются в уточнениях, до сих пор не сформулированных в явном виде. Суть этих уточнений будет изложена сначала на примере плоской 2D электронной системы. Затем необходимы комментарии к случаю цилиндрической геометрии, качественно более подходящей для экспериментов [1].

Традиционное приготовление 2D электронной системы на поверхности жидкого гелия предполагает использование плоского конденсатора, между пластинами которого находится заряженная жидкая граница (см., например, [2]). Разность потенциалов V на обкладках конденсатора приводит к возникновению электрических полей E_+ , E_- (над и под этой границей),

$$E_+ = -\frac{4\pi en_s d + V}{d + h}, \quad E_- = \frac{4\pi en_s h - V}{d + h}, \quad (1)$$

$$d + h \ll W,$$

удерживающих 2D электронную систему с конечной плотностью n_s вблизи поверхности пар-жидкость. Здесь d — толщина пленки гелия; h — вакуумный зазор между гелием и верхним электродом; $2W$ — размеры конденсатора в горизонтальном направлении.

В условиях $E_+ = 0$, или

$$V_s = -4\pi en_s^* d, \quad (2)$$

избыточные электроны с $n_s > n_s^*$ перестают удерживаться внешним полем на жидкой подложке и «уходят» в объем газовой фазы гелия. При этом в случае (2) говорят о состоянии насыщения в 2D электронной системе, а плотность n_s^* считается максимальной для заданного V .

Формула (2) позволяет при известном V достаточно просто определять плотность n_s^* , что весьма удобно в практике работы с 2D электронами. Однако для реализации формул (1) и (2) необходим свободный доступ электронов к верхней обкладке конденсатора. В действительности же при работе со сверхтекучим гелием все внутренние детали ячейки, включая верхнюю пластину конденсатора, покрыты тонкой (порядка естественной толщины $\delta \sim 10^{-6}$ см) пленкой гелия. В этих условиях общая картина заполнения электронами вакуумного промежутка над гелием изме-

няется, ибо в процессе зарядки электроны оседают с плотностью n_d не только на нижней пленке d , но и с плотностью n_δ на верхней пленке δ ,

$$n_d + n_\delta = n_s. \quad (3)$$

Состояние с двумя $2D$ электронными слоями ниже именуется пересыщенным. Схематически состояние пересыщения изображено на рис. 1,а. Для его описания в электростатическом приближении необходимо (наряду с набором определенных, ведущих к формулам (1)) обращение в нуль электрического поля между двумя $2D$ электронными слоями. При этом

$$4\pi en_d = \frac{4\pi en_s \delta - V}{d + \delta}, \quad n_\delta = n_s - n_d. \quad (4)$$

Нетрудно видеть, что в рамках двухслойной модели конечность электронной плотности над гелием возможна без участия $V \neq 0$, ибо и при $V = 0$

$$4\pi en_d^0 = \frac{4\pi en_s \delta}{d + \delta}, \quad 4\pi en_\delta^0 = \frac{4\pi en_s d}{d + \delta}. \quad (5)$$

Удержание электронов в локальных состояниях на верхней и нижней пленках гелия обеспечивается здесь внутренними кулоновскими полями. Полное число электронов N_0 лимитируется лишь устойчивостью заряженной поверхности гелия.

Естественно, что, задав некоторое число N_0 , можно подобрать соответствующее критическое значение V_s (2), когда в электростатическом приближении все электроны находятся на пленке d , т.е. $n_d = n_s = N_0/\pi R^2$. Однако обратное утверждение о том, что при фиксированном V максимальное значение n_s^* отвечает величине (2), неверно. Пример такого несоответствия содержится в формулах (5); имея $V = 0$, мы тем не менее найдем, что $n_d^0 \neq 0$.

Таким образом, в задаче с пленками δ и d расширяется область существования $2D$ равновесных электронных состояний над гелием. Их наличие становится возможным и в условиях пересыщения:

$$0 \leq V \leq V_s, \quad (6)$$

а насыщение (2) можно трактовать в качестве одного из пересыщенных состояний.

2. Пусть теперь система управляющих электродов цилиндрически-симметрична (рис. 1,б). Этот тип ячейки ближе к экспериментальной ситуации [1], хотя и не на сто процентов (центральный электрод в [1] имеет вид полоски размерами

$w \ll R$, где R — радиус резонатора). Соответствующие плотности n_d в центральной части системы на рис. 1,б и n_δ на стенках резонатора определяются из выражений

$$2\pi[(r_0 + d_*)n_d + (R - \delta)n_\delta] = N, \quad (7)$$

$$4\pi en_d = \frac{2eN - (R - \delta)V/\delta}{r_0 + d_* + (R - \delta)d/\delta}. \quad (7a)$$

Здесь N — полная плотность электронов на единицу длины цилиндра; величина d_* является эффективной, состоящей из толщины d гелиевой пленки и толщины d_t диэлектрической прокладки (хостопан либо тефлон порядка 10 мкм) между гелием и проводящим кремнием.

Минимальную плотность электронов n_d^0 в режиме пересыщения при $V = 0$ можно представить в виде

$$2\pi n_d^0 = \frac{N}{r_0 + d_* + (R - \delta)d/\delta}. \quad (8)$$

Максимальная плотность в режиме насыщения равна, естественно,

$$2\pi n_d^{\max} = \frac{N}{r_0 + d_*}. \quad (8a)$$

Конечно, в цилиндрическом варианте задачи существует и режим, в котором собственное поле электронов на оси цилиндра меньше удерживающего потенциала. Но этот предельный случай не имеет прямого отношения к данным [1], непосредственно примыкающим к нулевому по V пределу в распределении электронов внутри резонатора.

Имеет смысл отметить также, что в ситуации с разными металлами на стенках резонатора (нормальный металл) и вдоль его оси (легированный кремний) вполне вероятно участие в формировании пересыщенных состояний контактной разности потенциалов ψ . В отсутствие ψ пересыщение возможно при любом N в области малых V . Если же $\psi \neq 0$, то для появления насыщения (только в этом режиме поглощение растет с увеличением V) необходима конечность N :

$$N \geq \frac{(r_0 + d_*)\psi}{2ed_*}. \quad (9)$$

3. Возвращаясь к работе [1] и учитывая сказанное выше, можно предположить, что измерения здесь производились в условиях пересыщения $2D$ электронами полости резонатора, когда заполнены не только n_d -состояния на оси резона-

тора, но и n_δ -состояния на его стенках, покрытых тонкой пленкой гелия. При этом и в условиях $V = 0$ на кремниевой подложке сохраняется заметная доля полного электронного заряда, введенного в ячейку (как это следует, в частности, из формулы (8)). А с ростом V начинается перераспределение зарядов между фракциями n_d и n_δ в пользу первой из них. Этот процесс оказывается в общем случае нелинейным по V в связи с влиянием электронного давления на толщину гелиевой пленки d в активной зоне.

Таким образом, уже при обсуждении задачи о заполнении электронами фракций n_d и n_δ возникают предпосылки для правильного понимания зависимости $P(V)$. Конечность этого поглощения при $V \rightarrow 0$ является следствием конечности n_d ($V \rightarrow 0$). Что касается деталей поглощения в области $V \neq 0$, то эту задачу надо решать с привлечением дополнительной информации о структуре $P(V)$, например, в приближении Друде.

По определению, поглощение $P(E_\perp)$ в приближении Друде есть

$$P = \text{Re}(jE_\parallel) = n_d e^2 m^{-1} E_\parallel^2 \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (10)$$

Здесь n_d взято из (7а); τ — характерное время импульсной релаксации; ω — частота ВЧ возбуждения.

Для величины τ используется известное выражение [2]

$$\tau = 8\alpha\hbar/F^2, \quad (11)$$

$$F = F_e + F_d = eE_\perp + e^2/(4d^2), \quad E_\perp = 4\pi en_d.$$

Типичная толщина гелиевой пленки порядка $3 \cdot 10^{-6}$ см. Для этой толщины и в предположении, что подложка из тефлона имеет достаточно большую диэлектрическую постоянную, электрическая часть F_e силы F сравнивается с диэлектрической F_d при $n_d \sim 10^{10}$ см $^{-2}$. Еще одна геометрическая оценка касается толщины $d_t \simeq 6$ мкм тефлона (этот размер входит в определение d_* из (7), (8)).

Характерное τ из (10) для $d \sim 3 \cdot 10^{-6}$ см не превышает 10^{-11} с, т.е. при $\omega \sim 10^9$ с $^{-1}$ мы имеем $\omega\tau \ll 1$. Определение R не вызывает труда ($R = 1$ см). Что касается r_0 , то здесь оценки весьма условны: $0,1$ см $< r_0 < 0,5$ см, ибо в действительности осевой электрод (проводящий кремний) имеет вид пластинки шириной 1 см и толщиной 0,1 см.

Интересуясь в основном поведением поглощения в окрестности малых V , представим определения (10), (11) с учетом $\omega\tau \ll 1$ в безразмерной форме:

$$\frac{P(V)}{P(0)} = \frac{n_d(V)\tau(V)}{n_d(0)\tau(0)} \equiv (1 + v_N) \left[\frac{n^* + 1}{n^*(1 + v_N) + 1} \right]^2, \quad (12)$$

$$v_N = V/V_N.$$

$$V_N^{-1} = R/(2\delta|e|N), \quad n^* = 16\pi d^2 n_d(0).$$

Относительное поглощение (12) имеет максимум как функция v_N в точке v_N^{\max} :

$$v_N^{\max} = \frac{1}{n_*} - 1. \quad (13)$$

Очевидно, такой максимум существует, если $n_* < 1$. В обратном предельном случае $n_* > 1$ поглощение $P(V)/P(0)$ (12) монотонно уменьшается, так как полевая зависимость времени релаксации оказывается доминирующей.

Таким образом, конечность величины поглощения ВЧ электрического поля 2D электронной системой в резонаторе при нулевом прижимающем поле и его рост с увеличением V , следующие из данных [1], дают повод для введения и обсуждения свойств пересыщенного состояния 2D электронов в замкнутых (т. е. содержащих замкнутую систему электродов, удерживающих электроны на поверхности сверхтекучего гелия) ячейках.

Пример из работы [1] не является единственным. Пересыщенные состояния должны привлекаться для объяснения немонотонной полевой зависимости емкости конденсатора, содержащего 2D электроны (см., например, [3]). Их наличие влияет на структуру времени релаксации в экспериментах типа [4–7] и т. д. Вообще говоря, с учетом сил изображения, влиянием которых мы пренебрегли, можно считать двухслойные электронные структуры не исключением, а правилом для электронов над сверхтекучим гелием в замкнутых ячейках. Это обстоятельство позволяет рассматривать изложенные выше результаты как достаточно общие, выходящие за рамки интерпретации данных в [1].

Работа частично поддержана РФФИ (грант 98 02 16640) и INTAS Grant Network 97-1643.

1. B. Lehnendorff and K. Dransfeld, *J. Phys. France* **50**, 2579 (1989).
2. В. Б. Шикин, Ю. П. Монарха, *Двумерные заряженные системы в гелии*, Наука, Москва (1989).
3. D. Lambert and P. Richards, *Phys. Rev.* B23, 3282 (1981).
4. Y. Iye, K. Kono, K. Kajita, and W. Sasaki, *J. Low Temp. Phys.* **34**, 539 (1979).
5. Y. Iye, K. Kono, K. Kajita, and W. Sasaki, *J. Low Temp. Phys.* **38**, 293 (1980).

6. K. Kono, K. Kajita, K. Kobayashi, and W. Sasaki, *Surf. Sci.* **113**, 438 (1982).
7. E. Andrei, S. Yegel, and L. Menna, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3704 (1991).
8. L. Menna, S. Yucel, and E. Andrei, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2154 (1993).

The effect of saturation in the problem on
microwave absorption of energy by $2D$
electrons on a helium film

V. B. Shikin

The absorption of microwave electromagnetic field by $2D$ electrons on a thin helium film is considered in detail as a function of electric field forced against. The problem is found to be related to the problem of saturation in a $2D$ electron system. Particular attention has been given to a cylindrical geometry that qualitatively corresponded to experimental conditions in [1]. It is shown that our data on the field dependence of microwave energy absorption by $2D$ electrons carry information on supersaturated electron states in a cell.