

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы,
Российская академия наук

**Установка для изучения
электронных состояний над
поверхностью конденсированного
водорода**

Солнцев Роман Евгеньевич
Дипломная работа на соискание
степени магистра

Научный руководитель
к.ф-м.н. Завьялов В.В.

Москва 2005г.

Содержание

1 Поверхностные электронные состояния	2
1.1 Притяжение потенциалом изображения электрона над криодиэлектриком с диэлектрической восприимчивостью ϵ	2
1.2 Уровни энергии электрона в потенциальной яме над криодиэлектриком	3
1.3 Терагерцовая спектроскопия электронов над криодиэлектриками	4
2 Экспериментальная установка для изучения свойств электронов на поверхности криодиэлектриков.	8
2.1 Радиочастотный датчик свободных электронов.	11
2.2 Амплитудно-частотные характеристики датчика в зависимости от нагрузки.	17
2.3 Автодин	17
2.4 Блок управления прижимающим потенциалом. (Высоковольтная схема)	18
2.5 Заключение	19

Список таблиц

1	Параметры диэлектриков с $(\epsilon - 1) \ll 1$	5
---	---	---

Список иллюстраций

1	Потенциальная яма	3
2	Зависимость ухода частоты резонансно поглощаемого фотона электроном над поверхностью криодиэлектрика от давления газовой фазы в оптической камере	7
3	Конструкция оптического криостата	9
4	Схема газовых коммуникаций	10
5	Чертеж обкладок датчика свободных электронов.	11
6	Схема измерений с локином	12
7	$T=300$ К, $Ampl=5$ В, $R_s=210\Omega$, $1G$, $F_{res} = 96$ кГц, $Q=3$	13
8	$T=4.2$ К, $Ampl=5$ В, $R_s=5$ к Ω , $1G$, $F_{res} = 99623$ Гц, $Q=860$	13
9	$T_2=300$ К, $K_2=*25$, $F_{res} = 28.2$ кГц, $Q=5$; $T_1=4,2$ К, $F_{res} = 29708$ Гц, $Q=490$; $2G$ По оси абсцисс – частота (Гц), по оси ординат – амплитуда (В).	14
10	$T=300$ К, $Ampl=2V$, $R_s = 210\Omega$, $F_{res} = 79.5$ кГц, $Q=4$, $2G$ По оси абсцисс – частота (Гц), по оси ординат – амплитуда (В).	15
11	$T = 77$ К, $Ampl=2V$, $R_s = 210\Omega$, $F_{res} = 81, 5$ кГц, $Q=5$, $2G$ По оси абсцисс – частота (Гц), по оси ординат – амплитуда (В).	15
12	$T = 4.2$ К, $Ampl=5V$, $R_s = 5$ к Ω , $F_{res} = 83393$ Гц, $Q=320$, $2G$ По оси абсцисс – частота (Гц), по оси ординат – амплитуда (В).	16
13	$T = 4.2$ К, $Ampl=5$ В, $R_s = 20$ к Ω , $F_{res} = 83393$ Гц, $Q=355$, $2G2$ По оси абсцисс – частота (Гц), по оси ординат – амплитуда (В).	16
14	Результат численного расчета зависимости амплитуды резонанса от частоты для различных сопротивлений нагрузки (от поверхностных электронов.)	17
15	Схема автогенератора	18
16	Схема датчика поверхностных электронов с использованием автодина	19
17	Схема блока управления высоким потенциалом	19

Введение

Данная работа направлена на продолжение проводившихся в ИФП ранее работ [1, 2, 3] по исследованию электронов, левитирующих над поверхностью криодиэлектриков. В то время экспериментаторов интересовала возможность приготовления двумерных электронных состояний и обнаружение таких интересных и не наблюдававшихся до этого эффектов, как двумерная вигнеровская кристаллизация, вертикальные оптические переходы и др., расчет которых легко выполняется из первых принципов квантовой механики.

В результате проведенного в то время в ИФП спектроскопического изучения вертикальных переходов двумерных электронных состояний над поверхностью твердых криокристаллов (водорода, дейтерия и неона) были не только обнаружены и уточнены частоты резонансных вертикальных переходов, но и неожиданно обнаружена аномалия длины рассеяния электронов на водороде и дейтерии, которая, вплоть до настоящего времени, не получила надежного теоретического объяснения [4]. Так как подобного экспериментального исследования за прошедшие почти двадцать лет никем более не проводилось, повторение этих опытов с использованием более современной техники и возможностей накопления экспериментальных данных представляется нам достаточно интересным.

За основу мы взяли оптический криостат и схему измерений, описанную в диссертационной работе И. Смольянинова [5]. Ввиду общего износа и потери работоспособности вышеупомянутого криостата, потребовалось провести большую работу по его восстановлению. Для обеспечения герметичности вакуумной рубашки криостата, были заново изготовлены и заменены вакуумные вводы измерительных цепей и коммуникации для напуска рабочего газа в камеру. Изготовлен радиочастотный датчик свободных поверхностных электронов; обеспечена требуемая для экспериментов высоковольтная низкотемпературная изоляция как датчика, так и цепей подачи высокого потенциала. При этом особое внимание было уделено повышению чувствительности с целью работы при меньших, чем в [5], плотностях поверхностных электронов для планируемых работ по изучению эффектов локализации.

1 Поверхностные электронные состояния

1.1 Притяжение потенциалом изображения электрона над криодиэлектриком с диэлектрической восприимчивостью ε

Вблизи поверхности криодиэлектрика электрон притягивается к ней силами притяжения электростатического изображения, но не может проникнуть через границу криодиэлектрика, так как на поверхности имеется потенциальный барьер порядка ~ 1 Эв.

Расчет, проведенный с использованием метода изображений дает, что заряд удаленный на расстояние z от поверхности взаимодействует с криодиэлектриком с силой:

$$F(z) = -e^2 \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{4z^2 \varepsilon_1 (\varepsilon + \varepsilon_1)} \quad (1)$$

где, e — заряд электрона, ε_1 — диэлектрическая проницаемость газа (вакуума) над поверхностью, ε — диэлектрическая проницаемость криодиэлектрика.

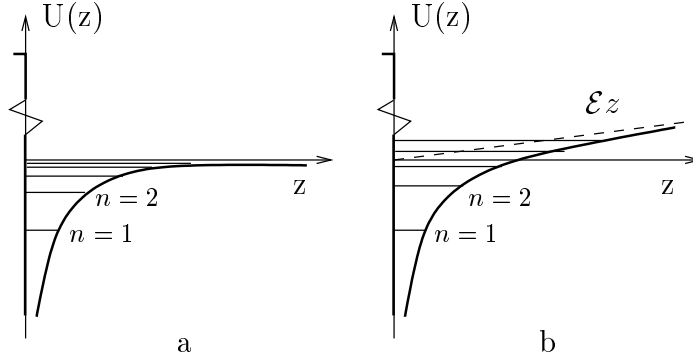


Рис. 1: Потенциальная яма для электрона над поверхностью: а — без прижимающего поля, б — с прижимающим полем \mathcal{E}

Энергия взаимодействия равна:

$$\int_h^\infty F(z)dz = -e^2 \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{4h\varepsilon_1(\varepsilon + \varepsilon_1)}, \quad (2)$$

где h — расстояние от электрона до поверхности криодиэлектрика, и ось z направлена по нормали к поверхности.

Диэлектрическую восприимчивость ε_1 положим далее равной 1 тогда потенциал сил притяжения

$$U(z) = -\frac{\varepsilon - 1}{4(\varepsilon + 1)} \frac{e}{z} \equiv -Q \frac{e}{z}. \quad (3)$$

1.2 Уровни энергии электрона в потенциальной яме над криодиэлектриком

Таким образом, около поверхности электрон оказывается в потенциальной яме (рис. 1а), ограниченной гиперболическим потенциалом (3) с одной стороны, и потенциальным барьером проникновения электрона в криодиэлектрик, с другой стороны. Для нахождения разрешенных уровней энергии электрона в такой яме, возьмем величину барьера равной бесконечности, т.о. модельный потенциал при $z \leq 0$ (см. рис.1) равен:

$$U(z) \Big|_{z \leq 0} = +\infty. \quad (4)$$

Из уравнения Шредингера при данном потенциале, спектр энергетических уровней имеет вид:

$$E_n = -\frac{mQ^2 e^4}{2\hbar^2 n^2}, \quad (5)$$

а среднее расстояние от электрона до поверхности криодиэлектрика на n -ном уровне равно:

$$\langle z_n \rangle = \frac{3}{2} n^2 \frac{a_B}{Q}, \quad (6)$$

где $a_B = \hbar^2 / me^2 = 0.529 \text{ \AA}$ — боровский радиус.

Для того чтобы электроны свободно перемещались вдоль поверхности, необходимо выполнение условия $z_1 \gg a_B$ или

$$0 < \varepsilon - 1 \ll 1 \quad (7)$$

так как в противном случае электроны оказываются привязанными к отдельным атомам или к дефектам поверхности, давая картину обычной электролизаии (например, величина $\varepsilon - 1$ для тефлона равна 2.04, кварца 3.2, алмаза 5.5).

Условие (7) хорошо выполняется для водорода, дейтерия и неона, таким образом, электрон локализуется далеко от поверхности криодиэлектрика и имеет возможность свободно перемещаться вдоль поверхности. Необходимо отметить то, что условие (7) тем более выполняется и для электронов, локализованных над поверхностью жидкого гелия, но электронные системы над твердым водородом имеют для нас ряд преимуществ по сравнению с жидким гелием. Во-первых, твердая поверхность не деформируется под действием электронов в прижимающем поле, что позволяет создавать большие концентрации поверхностных электронов (например, над жидким гелием при концентрации поверхностных электронов больших $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ возникает макроскопическая неустойчивость поверхности, приводящая к самопроизвольному сбросу плотности электронов). Для сравнения, концентрация электронов над твердыми криодиэлектриками ограничена сверху вероятностью туннелирования через барьер $\sim 1 \text{ Эв}$ и мала вплоть до напряженности $E_z \approx 3 \cdot 10^3 \text{ кВ/см}$, что соответствует максимальной концентрации в 10^{13} см^{-2} . Во-вторых, они позволяют работать при несколько более высоких температурах, что снижает требования к низкотемпературной части установки.

При малых z реальный потенциал $U(z)$ отклоняется от (3,4), но в данном вычислении мы это учитывать не будем (более подробное обсуждение этого вопроса приведено в [2]).

Для обеспечения требуемых концентраций электронов над поверхностью криокристалла необходимо прижимающее электрическое поле, которое создается между электродом-сеткой, расположенной над криокристаллом, и проводящей подложкой криокристалла. При настройке эти электроды выставляются параллельными.

Прижимающее электрическое поле вносит поправку к потенциальной энергии

$$\langle U_{\text{add}} \rangle = -e\mathcal{E}\langle z \rangle \quad (8)$$

При этом вид потенциала изменится рис.(3b). При $z \rightarrow +\infty$ потенциал стремится к линейной зависимости от z . Поправка к энергиям уровней в первом порядке теории возмущений есть

$$\Delta E_n = e\mathcal{E}\langle z_n \rangle \quad (9)$$

Тогда уровни разрешенных энергий есть

$$E_n' \simeq -\frac{mQ^2 e^4}{2\hbar^2 n^2} + e\mathcal{E}\langle z_n \rangle, \quad (10)$$

Изменяя с помощью прижимающего поля расстояние между уровнями энергии электрона можно добиться того, что лазерное излучение, которым освещают систему, стало резонансным для переходов между энергетическими уровнями.

1.3 Терагерцовая спектроскопия электронов над криодиэлектриками

В таблице приведены характеристики диэлектриков и расчетные значения энергий связи электронов, их среднего расстояния от поверхности z_1, z_2, z_3 , параметры тройных точек и частот резонансного поглощения при переходах $1 \rightarrow 2$ в пределе нулевого прижимающего поля.

Для этих криодиэлектриков $E_1 \ll V$ барьера и $\langle z_1 \rangle \gg a_B$, что подтверждает применение потенциала вида (3,4). Если кинетическая энергия движения электронов вдоль поверхности мала по сравнению с энергией перехода $1 \rightarrow 2$, то возбужденные состояния практически не заселены электронами и такие электроны образуют двумерную проводящую систему, — что было экспериментально проверено в работе В.С.Эдельмана [2] при изучении циклотронного

Таблица 1: Параметры диэлектриков с $(\varepsilon - 1) \ll 1$.

Материал криодиэлектрика	H ₂	D ₂	Ne
Q-фактор для диэлектрика	0.032	0.036	0.027
Расстояние от поверхности для z_1 , нм	2.5	2.3	3.3
Расстояние от поверхности для z_2 , нм	10	9.2	13.2
Расстояние от поверхности для z_3 , нм	22.5	20.7	29.7
Энергия связи электрона в основном состоянии $\mathcal{E}=0$, ТГц	3.24	3.99	1.95
Температура тройной точки, К	14.0	18.7	24.6
Давление в тройной точке, Торр	54	128.5	325
Резонансная частота перехода 1-2, ТГц	2.43	2.99	1.46
Резонансная частота перехода 1-3, ТГц	2.88	3.54	1.73

резонанса. Измерения проведенные для гелия при температуре $\sim 0,4$ К, когда относительная ширина линии циклотронного резонанса мала, показали, что при малых прижимающих полях масса электронов, локализованных над поверхностью гелия, совпадает с массой свободного электрона лучше чем 10^{-4} .

Локализованные над поверхностью твердых криодиэлектриков (водорода, дейтерия, неона) электроны экспериментально изучались в работах [3, 4]. Были получены зависимости энергий переходов от прижимающего поля и ширины линий поглощения в зависимости от давления газа в камере.

Была обнаружена сильная зависимость частот переходов над поверхностью водорода от давления газовой фазы в камере. Сдвиг частоты перехода $1 \rightarrow 2$ при изменении давления паров водорода от 0 до 54 торр приблизительно в 3 раза превышал ширину линии фоторезонансного поглощения. Подобное явление имеет место в случае экспериментов с ридберговскими атомами в атмосфере постороннего газа где также наблюдается линейный от давления сдвиг частот переходов в главных сериях с $n \geq 20$. Объяснение этому эффекту было дано Ферми [6] и получило название квантового преломления.

Ферми рассмотрел этот эффект следующим образом. Потенциал, действующий на внешний электрон, когда он находится в состоянии с высоким главным квантовым числом n , состоит из суммы медленно меняющегося потенциала U атомного остатка и потенциальных ям V_i , представляющих собой действие на электрон отдельных молекул возмущающего газа. Эти ямы имеют малые размеры по сравнению с дебройлевской длиной волны электрона L_d . Под действием этого потенциала ψ -функция электрона в среднем медленно и регулярно меняется. На это среднее поведение наложены нерегулярности, локализованные в малой области вокруг каждой из потенциальных ям. Ферми ввел наряду с ψ другую функцию $\bar{\psi}$ которая представляет собой среднее значение ψ в окрестности точки (x, y, z) , малой по сравнению с L_d , но достаточно большой, чтобы содержать значительное число молекул постороннего газа. При этом

$$\Delta \bar{\psi} = \overline{\Delta \psi}, \quad (11)$$

где Δ – оператор Лапласа. Уравнение Шрёдингера для такого электрона имеет вид:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + (W - U - \sum V_i) \psi = 0. \quad (12)$$

С учетом (11) уравнение (12) имеет вид:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \bar{\psi} + (W - U) \bar{\psi} - \overline{\sum V_i \psi} = 0 \quad (13)$$

Учитывая, что в единице объема содержится N потенциальных ям, имеем:

$$\overline{\sum V_i \psi} = \frac{4\pi \hbar^2}{2m} L N \overline{\psi} \quad (14)$$

получаем,

$$\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \overline{\psi} + (W_0 - U) \overline{\psi} = 0, \quad (15)$$

где $W_0 = W - \frac{2\pi \hbar^2}{m} L N$.

Величину L Ферми назвал длиной рассеяния электрона на молекуле постороннего газа.

Уравнение (15) имеет вид уравнения Шредингера, относящегося к случаю отсутствия постороннего газа. Отсюда следует что W_0 принимает значения, равные энергетическим уровням невозмущённого атома. Следовательно, энергия электрона в присутствии постороннего газа равна сумме энергии электрона без постороннего газа и добавки:

$$W = W_0 + \frac{2\pi \hbar^2}{m} L N. \quad (16)$$

Ферми показал, что в пределе стремления энергии электрона к нулю сечение рассеяния электрона на молекуле равно $\sigma = 4\pi L^2$.

Полученные результаты справедливы если:

1. потенциал V_i молекул постороннего газа должен быть сферически симметричным.
2. плотность постороннего газа должна быть большой, чтобы внутри куба со стороной L_d , содержалось много молекул газа.
3. посторонний газ должен быть достаточно разрежен для того, чтобы расстояние между его молекулами было большим, как по сравнению с размером самих молекул, так по сравнению с длиной рассеяния L .

В случае с электронами над поверхностью кристалла роль параметра L_d играет $\langle z_i \rangle$ [4].

В нашем случае при давлении паров водорода 54 Торр среднее расстояние между молекулами равно ~ 30 Å увеличивается до 100 ангстрем при уменьшении давления до 1.5 торр. Учитывая, что в основном состоянии среднее расстояние от электрона до поверхности $z_1 = 25$ Å, а $z_2 = 100$ Å, то, в рамках вышеприведённой теории, следует считать, что энергия основного состояния электронов не изменяется, а энергия первого возбуждённого состояния получает добавку, линейную от давления (см. (16)).

Экспериментально полученная в работе [4] зависимость энергии резонансного поглощения электронов от давления приведена на рис. (2), где полученное значение для L оказалось отрицательным и равным -1.4 ± 0.2 Å.

Полученное значение отличается по величине и знаку от общепринятого. Так, длина рассеяния L , полученная путём аппроксимации данных по измерению сечения σ столкновения электрона с молекулой водорода в пределе, когда энергия столкновения стремится к нулю; т.е. когда $\sigma = 4\pi L^2$ оказалась равна $+0.67$ Å.

Несмотря на неоднозначность по этому вопросу, за прошедшее со времени работы [4] время, этот результат не был подтвержден или опровергнут, что вызывает интерес к повторному проведению экспериментов.

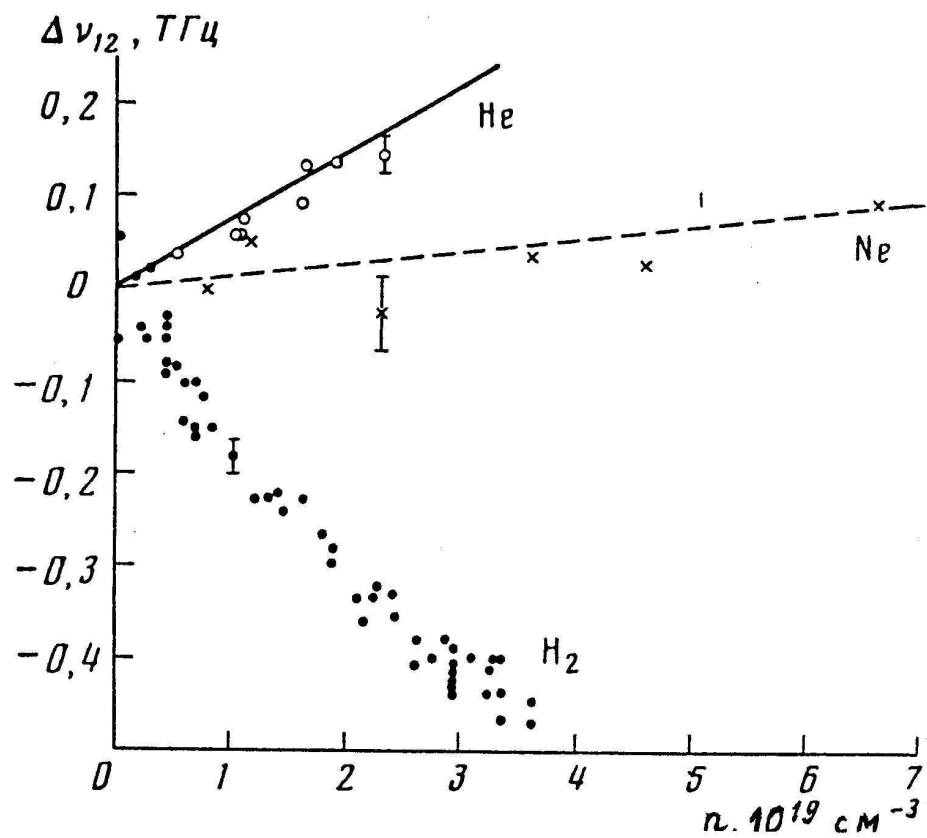


Рис. 2: Зависимость ухода частоты резонансно поглощаемого фотона электроном над поверхностью криоэлектрика от давления газовой фазы в оптической камере

2 Экспериментальная установка для изучения свойств электронов на поверхности криодиэлектриков.

Оптический криостат (рис. 3) состоит из металлического сосуда Дьюара и находящегося внутри него гелиевого объёма закреплённого сверху на азотной ванне. В нижней части гелиевого объёма имеется полая камера, в которой находится омываемый жидким гелием резонансный контур датчика свободных электронов. К дну этой камеры, посредством механического теплового контакта, подключен автоматический тепловой ключ 18, представляющий собой тонкостенную стальную трубу, внутренняя полость которой содержит цеолит и заполнена (при комнатной температуре) до давления в несколько Торр газообразным водородом.

На другой части теплового ключа, посредством механического теплового контакта, закреплена оптическая камера. Таким образом, камера расположена в вакуумном объёме оптического криостата и отгорожена от его внешних тёплых стенок двумя медными экранами 9 и 8, соединёнными с азотной 23 и гелиевой 22 ваннами криостата соответственно. Камера представляет собой тонкостенный (0.2 мм) цилиндр 4 из нержавеющей стали с массивной медной крышкой 1 и нижней кольцевой медной оправкой 7.

В оправку вклеено толстое (толщина 5 мм) дно из монокристаллического сапфира 12, диаметром 35 мм. Использование сапфира обусловлено его изолирующими свойствами и высокой теплопроводностью, сравнимой в рабочем диапазоне температур с теплопроводностью меди.

Оптические окна камеры 5 изготовлены из монокристаллического кварца в виде дисков диаметром 11 мм и толщиной 0.6 мм. Диски вакуумно-плотно вклеены составом Stycast-1266 в тонкостенные (0.1 мм), выполненные из нержавеющей стали цилиндрические оправки 16, впаянные в стенки камеры. Холодные окна на азотном экране 17 сделаны из монокристаллического кварца толщиной 2 мм.

При охлаждении камеры до температуры, близкой к температуре тройной точки водород в ключе вымерзает и ключ размыкается. Последующее охлаждение камеры происходит в основном только от дна камеры по медному хладопроводу 14, длиной 20 мм и сечением 2.5 мм².

Для регулировки температуры камеры и поддержания необходимого для равномерной кристаллизации водорода градиента температуры сверху на оправку камеры намотан нагреватель из константанового провода 2, сопротивлением 100 Ом.

Для экспериментов используется водород технической чистоты, хранящийся в баллоне лантанового аккумулятора. В начале эксперимента сухой водород из этого баллона подаётся в откаченный металлический бустерный объём вакуумного поста ёмкостью 2 л. Бустерный объём соединён с криостатом посредством металлического сильфона, давление в котором контролируется с помощью сильфонного вакуумметра МАС-31 с точностью ± 1 Торр. На время эксперимента оптическая камера криостата постоянно соединена с бустерным объёмом (см. рис. 4).

Внутри оптической камеры водород подаётся по тонкостенной мельхиоровой трубке, имеющей по пути хороший тепловой контакт с азотной ванной. После кристаллизации внутри камеры практически всего содержащегося в бустерном объёме водорода, газовый поток в этой трубке становится достаточно малым, что позволяет пренебречь перепадом давления на её концах при измерении давления в камере. После окончания эксперимента водород оставшийся в бустерном объёме выбрасывается.

Для создания однородного электрического поля прижимающего электроны к поверхности криокристалла на расстоянии 2.3 мм от сапфирового дна камеры расположен верхний сетчатый электрод 11 (см. рис. 5). Он соединён со стенкой камеры и находится под нулевым потенциалом. Второй, нижний электрод 13 состоит из двух электрически связанных по посто-

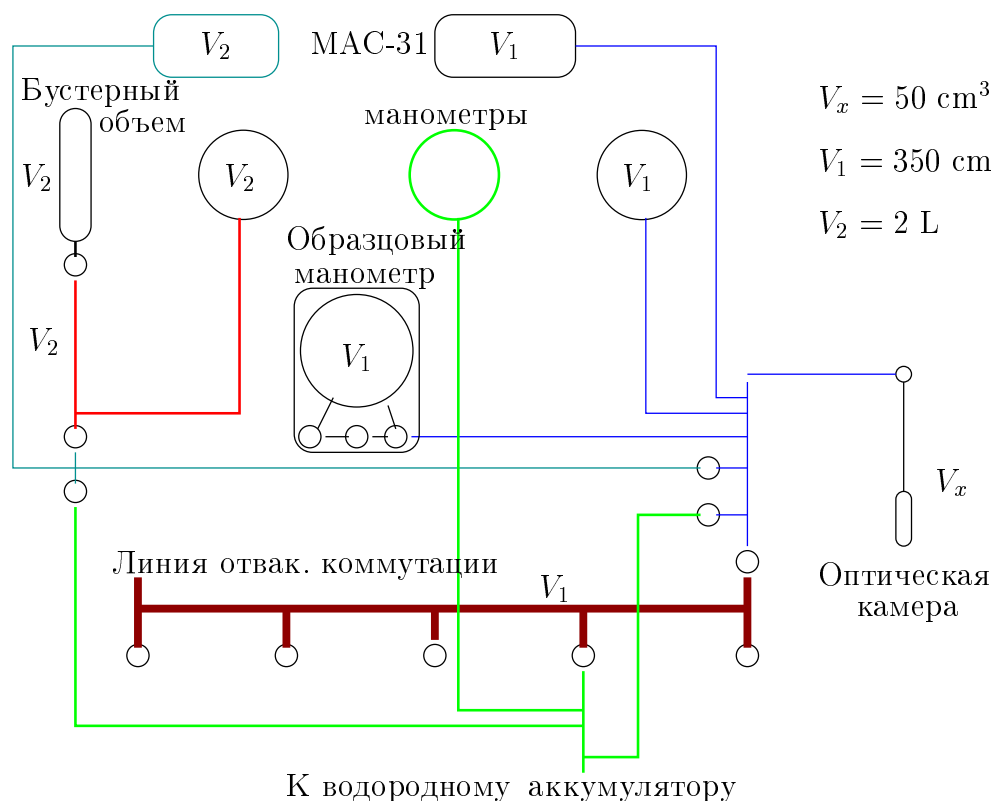


Рис. 4: Схема газовых коммуникаций

янного тока электродов Э1 и Э2 и нанесён на сапфир методом вакуумного напыления алюминия. Через вклеенные в сапфир два токоввода (Э1 и Э2 см.рис датчика) на нижний электрод блока управления подаётся высокий потенциал, который можно менять в диапазоне 0-3 kV. Для проведения измерений модуляционным методом потенциал нижнего электрода модулируется на малую глубину 8 кГц. Сигнал модуляции от генератора поступает на электрод через разделительный трансформатор ТР.

Существенно, чтобы верхний электрод был прозрачным для лазерного излучения, направляемого на поверхность кристалла водорода, а также для испаряемых термоэмиттером, расположенным над электродом, электронов. Поэтому электрод 11 выполнен в виде сетки с периодом 0.5 мм из параллельных, натянутых на кольцевую оправку медных проволоочек диаметром 50 мкм. Как показал расчёт, неоднородность поля на половине расстояния между электродами (в месте расположения поверхности кристаллического водорода) не превышает 0.1 %. Внешний диаметр электродов равен 30 мм, и он достаточно велик, чтобы пренебречь краевыми эффектами в центральном, зондируемом лазерным излучением участке на поверхности водорода.

Спектроскопия энергетических уровней электронов, локализованных над поверхностью кристаллического водорода, производится при помощи газоразрядного лазера на парах воды, работающего на частотах 78.4, 79.1, 118.6 мкм (H_2O) или 84.3 и 107.7 мкм (D_2O). Через окно криостата лазерное излучение попадает на поверхность кристалла и взаимодействует с электронами. Отраженное от поверхности излучение попадает на металлический лучевод 19, проходит его (коэффициент отражения металлов в данной области длин волн близок к 1 и, например, для железа, при длине падающей волны 100 мкм, равен 0.99) и регистрируется германиевым фотоприемником 20, находящимся на гелиевой ванне.

Переход электронов с основного на возбужденный уровень регистрируется фотоприемником по падению интенсивности отраженной волны, соответствующей резонансному поглоще-

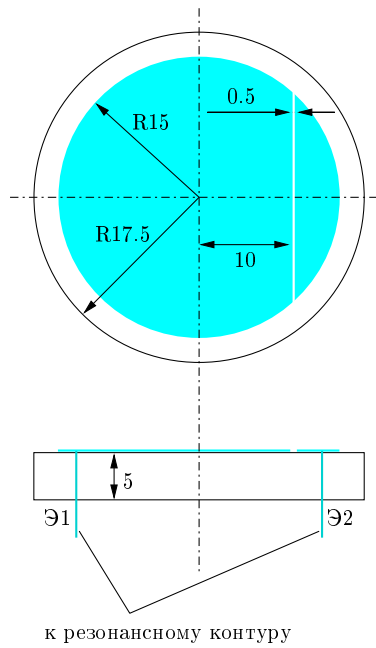


Рис. 5: Чертеж обкладок датчика свободных электронов.

нию излучения левитирующими электронами.

Для напуска электронов на поверхность криоэлектриков в верхней части камеры размещены вольфрамовые термоэммитеры 15, (основной и запасной, изготовленные из миниатюрных ламп накаливания 1.5 V, 100 ma) которые, при подаче импульса питания, инжектируют во внутренний объем электроны, которые увлекаются полем прижимающего потенциала и таким образом оказываются на криокристалле. Разогрев производится от специально сделанного блока питания с временем подачи импульса разогрева 0.5 с.

Необходимо отметить, что эксперименты с электронами, локализованными на поверхности водорода, легче в постановке из-за более высокой скорости термализации электронов в атмосфере водорода, чем опыты с неоном, когда вероятность неупругого столкновения электрона с атомом неона мала и, как следствие, велика вероятность образования связанного заряда, так как энергии электрона испущенного с разогретого эммитера окажется достаточно для преодоления барьера на поверхности криокристалла.

2.1 Радиочастотный датчик свободных электронов.

В настоящей конструкции датчика электронов (см. рис. 5) геометрическое отношение расстояний между электродами Э1 и Э2 к длине участка разрыва составляет $a/d \approx 0.1$.

Для оценки сопротивления двумерного слоя электронов над поверхностью криокристалла воспользуемся выражением для удельного сопротивления: $R_e = \frac{1}{\sigma} \frac{a}{d}$. Учитывая, что проводимость для системы свободных электронов имеет вид: $\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} = (1/R_e) \frac{a}{d}$, имеем для сопротивления свободных электронов $R_e = \frac{a}{bend}$, где $b = \frac{e\tau}{m}$, а n — двумерная концентрация электронов.

Таким образом, $n = \frac{1}{R_e b e} \frac{a}{d}$.

Последнее выражение определяет метод измерения концентрации (наличия) свободных электронов с помощью радиочастотного датчика. Так как при изменении сопротивления R_e свободных электронов изменяется импеданс цепи $C_e - R_e - C_e$, что приводит к изменению нагрузки параллельно подключенного резонансного колебательного контура и как следствие вызывает изменение амплитуды вынужденных колебаний в нём. Измеряя таким образом ам-

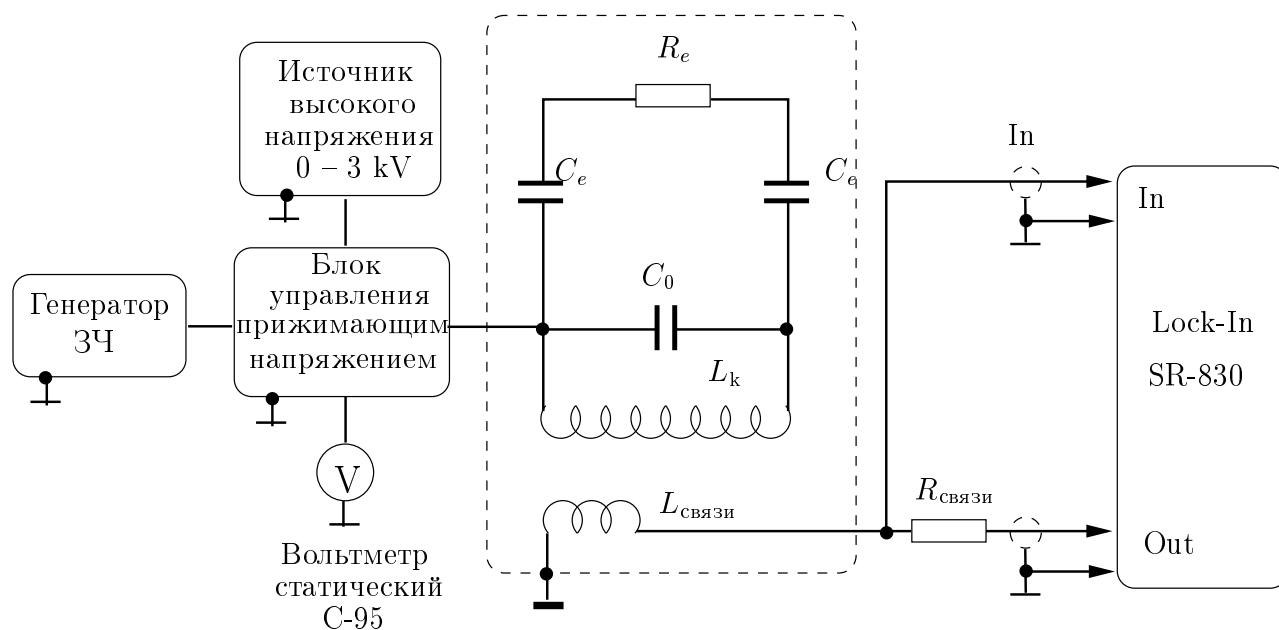


Рис. 6: Схема измерений с локином

плитуду колебаний катушки связи резонансного контура мы можем следить за состоянием концентрации свободных электронов на поверхности криокристалла. Условие максимальной чувствительности датчика обеспечивается выполнением требования максимальной диссипации энергии в цепи $C_e - R_e - C_e$ нагруженной на колебательный контур LC , соответствующий этому значению частоты экстремум достигается при выполнении условия $\omega = 2/C_e R_e$.

При этом, характерной концентрации свободных электронов над поверхностью криоэлектрика соответствует сопротивление $R_e = 1 \text{ МОм}$ и, учитывая что $C_e = 2 \text{ пФ}$, имеем $\omega = 10^6$ или $\nu \simeq 3 * 10^5 \text{ Гц}$.

В процессе работы были изготовлены несколько радиочастотных датчиков которые отличались проводом из которого были намотаны катушки резонансных контуров. Эти датчики можно разбить на 2 группы. К первой группе относятся датчики выполненные из ниобиевого одножильного провода. К второй группе относятся датчики выполненные из ниобий-титанового провода в мельхиоровой матрице типа SW-18 диаметра 0,12 мм.

Для оценки амплитудно-частотных характеристик датчиков был использован внутренний программно-перестраиваемый генератор SR-830, соединённый через сопротивление связи с катушкой связи датчика. Сигнал амплитуды колебаний датчика берется непосредственно с катушки связи и подается на вход синхронного детектора SR-830 как это показано на рисунке 6.

Для сравнения используемых датчиков были получены их АЧХ.

1) датчик первой группы: Емкость резонансного контура составляла 240 пф, число витков вторичной катушки равно 650, число витков первичной равно 5, внутренний диаметр катушки 19 мм, внешний 22 мм. высота 15 мм. (см. рис. 7, 8).

2) Датчик 1 второй группы: Емкость резонансного контура составляла 240 пф, число витков вторичной катушки равно 3024, число витков первичной равно 324, внутренний диаметр катушки 20 мм, внешний 30 мм высота 17 мм. (см. рис. 9).

3) Датчик 2 второй группы: Емкость резонансного контура составляла 240 пф, число витков вторичной катушки равно 950, число витков первичной равно 10, внутренний диаметр 20 мм, внешний 24 мм, высота 17 мм. (см. рис. 10,11,13).

Следует отметить что намотка сверхпроводящего провода в матрице гораздо менее трудо-

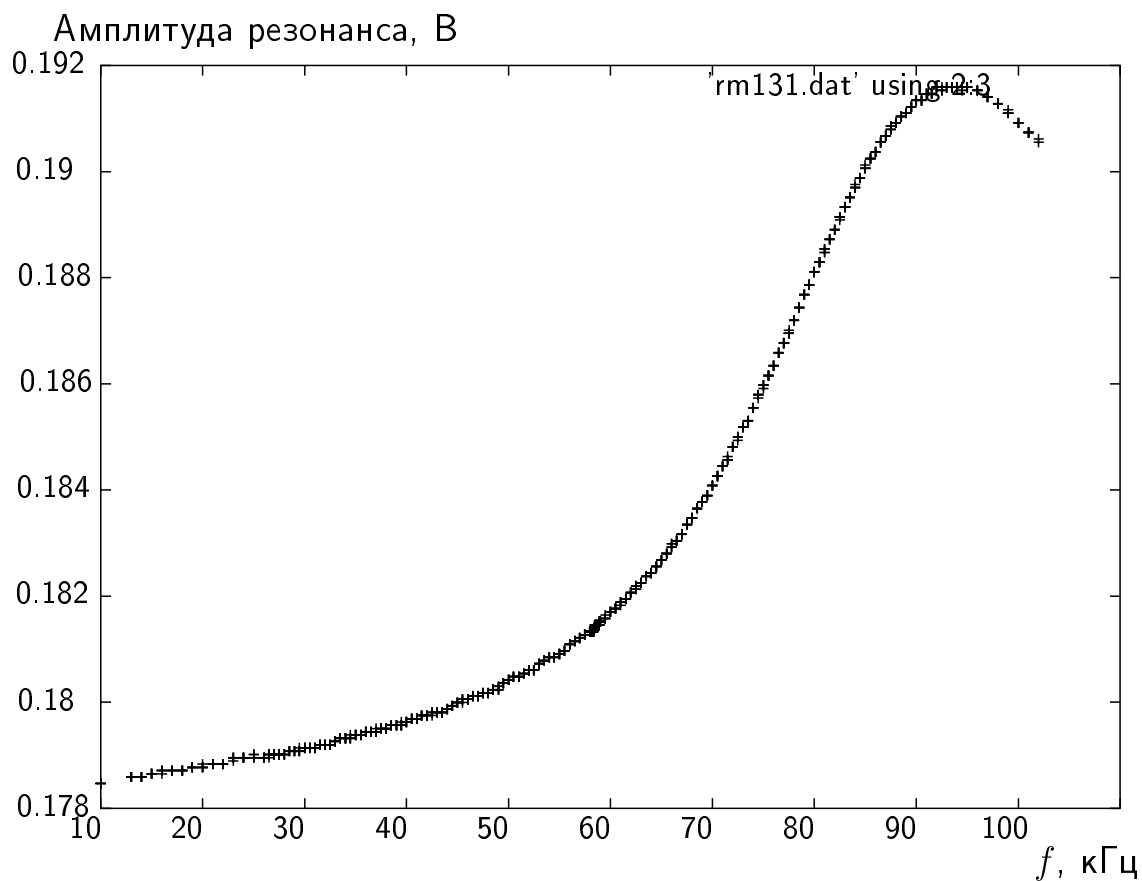


Рис. 7: $T=300$ К, $\text{Ampl}=5$ В, $R_s=210\Omega$, 1Г , $F_{\text{res}} = 96$ кГц, $Q=3$.

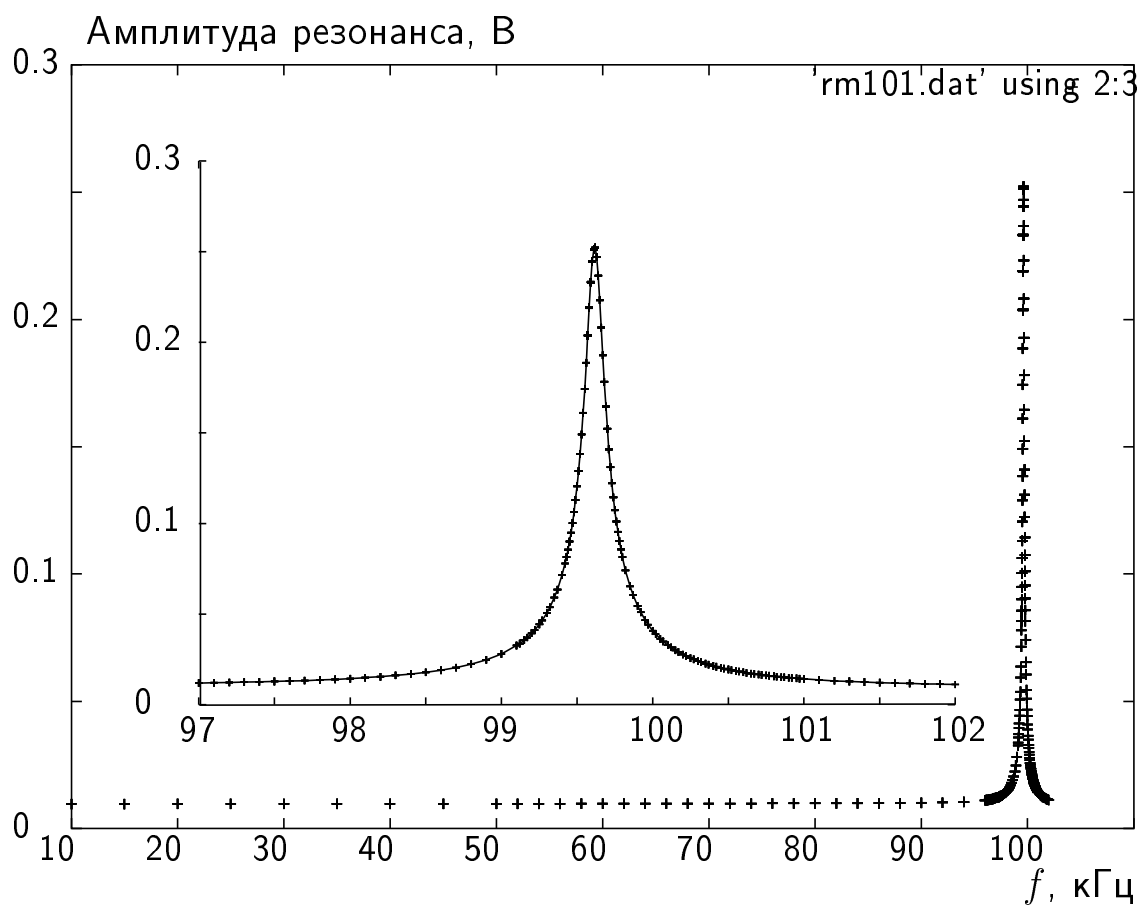


Рис. 8: $T=4.2$ К, $\text{Ampl}=5$ В, $R_s=53\text{k}\Omega$, 1Г , $F_{\text{res}} = 99623$ Гц, $Q=860$.

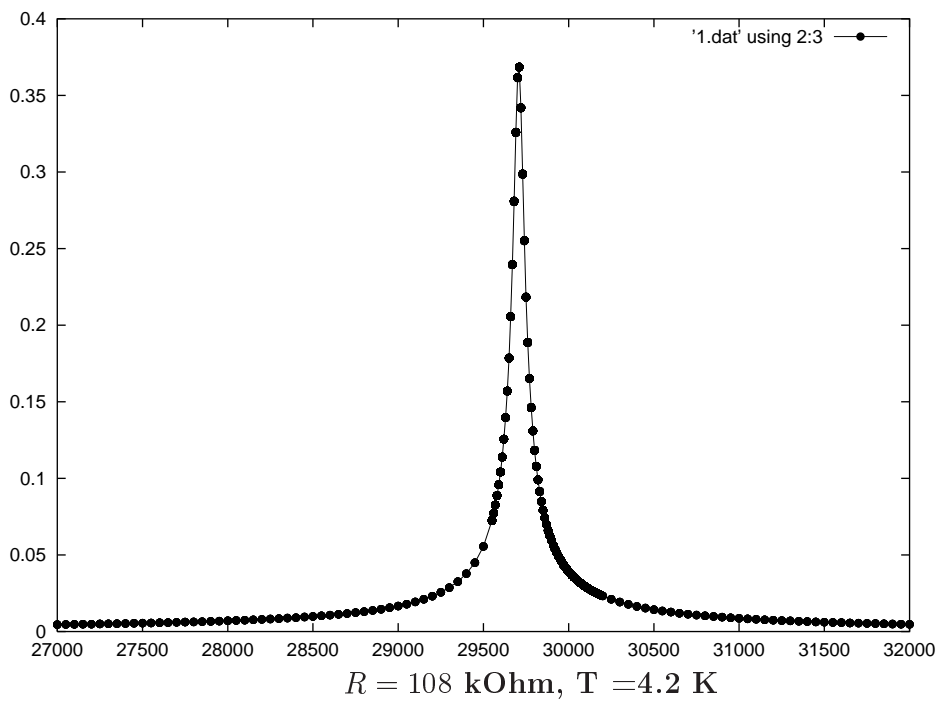
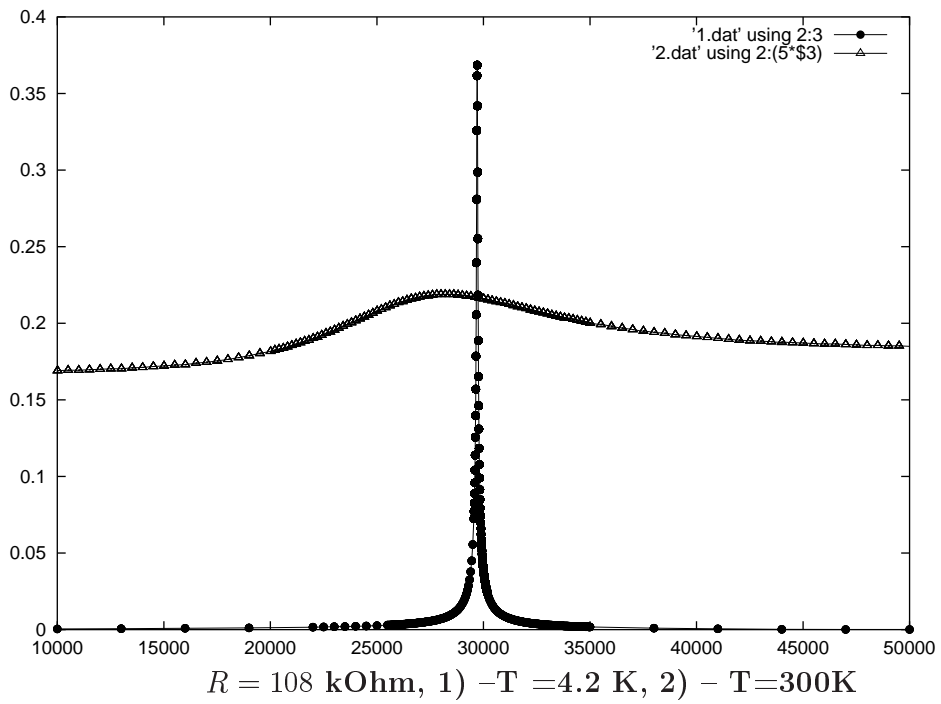


Рис. 9: $T_2=300 \text{ K}$, $K_2=*25$, $F_{\text{res}} = 28.2 \text{ кГц}$, $Q=5$; $T_1=4,2 \text{ K}$, $F_{\text{res}} = 29708 \text{ Гц}$, $Q=490$; 2G По оси абсцисс – частота (Гц), по оси ординат – амплитуда (В).

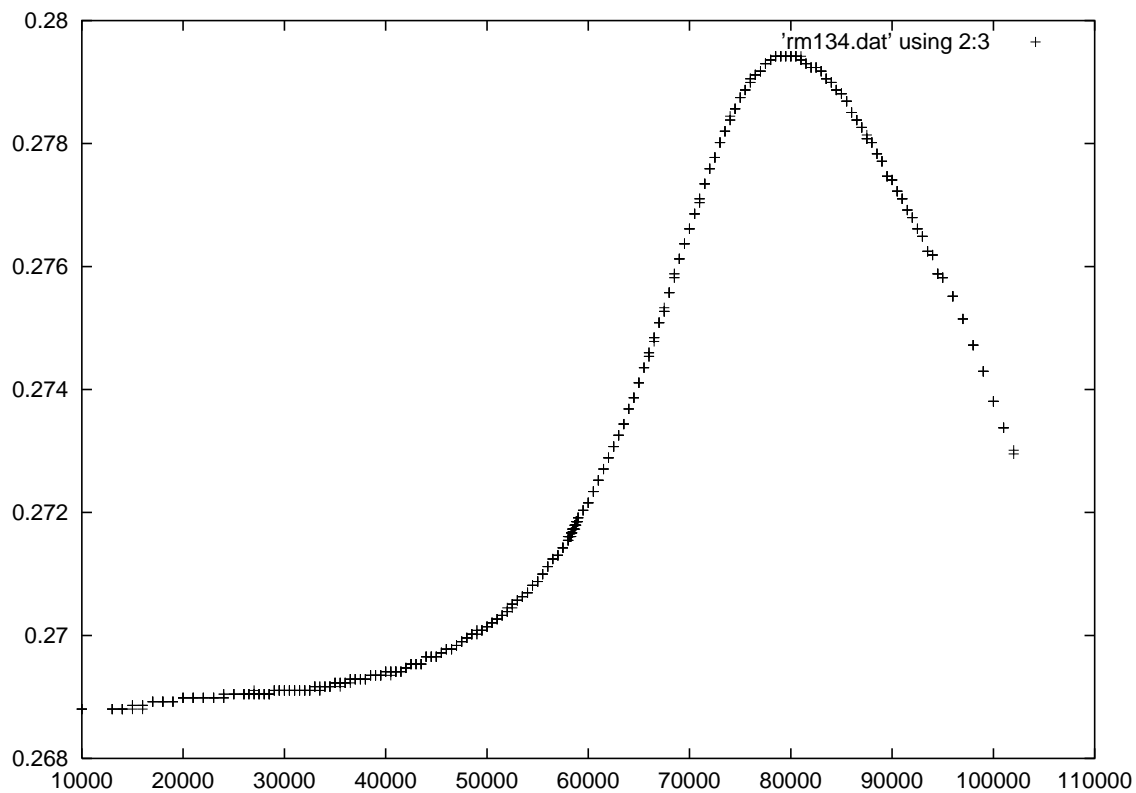


Рис. 10: $T=300$ К, $\text{Ampl}=2\text{V}$, $R_s = 210\Omega$, $F_{\text{res}} = 79.5$ кГц, $Q=4$, 2G По оси абсцисс – частота (Гц), по оси ординат – амплитуда (В).

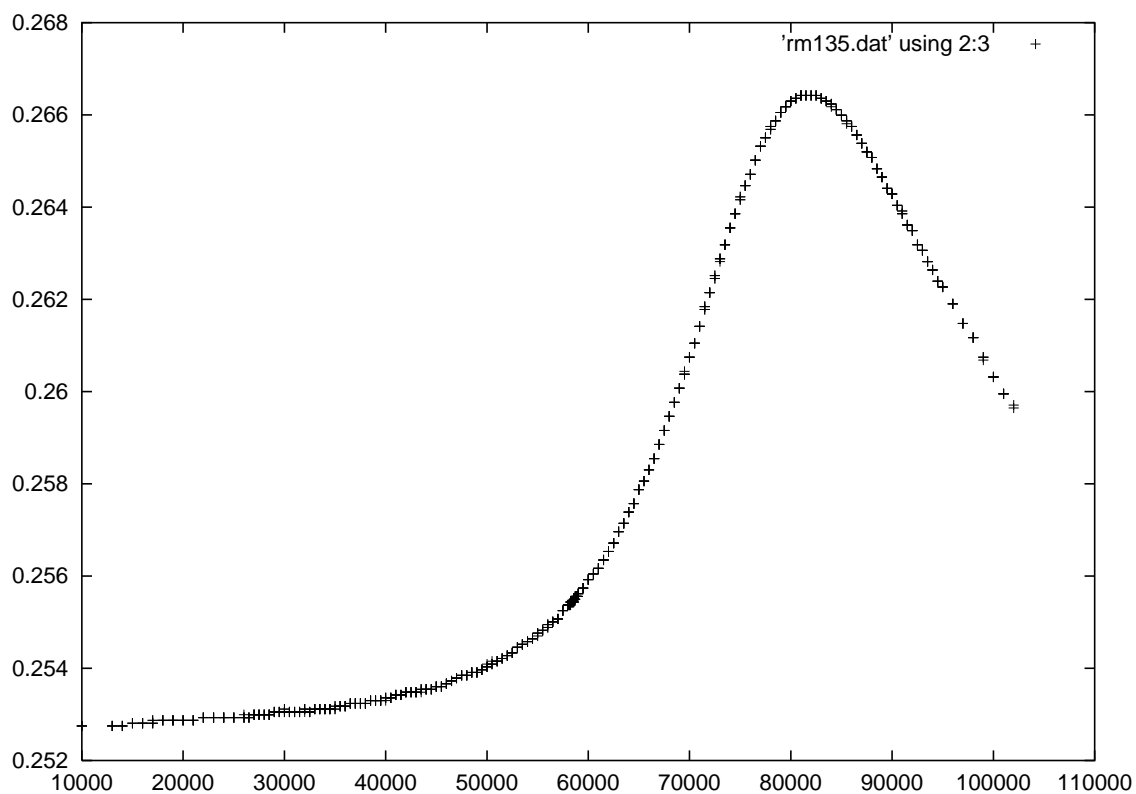


Рис. 11: $T = 77$ К, $\text{Ampl}=2\text{V}$, $R_s = 210\Omega$, $F_{\text{res}} = 81,5$ кГц, $Q=5$, 2G По оси абсцисс – частота (Гц), по оси ординат – амплитуда (В).

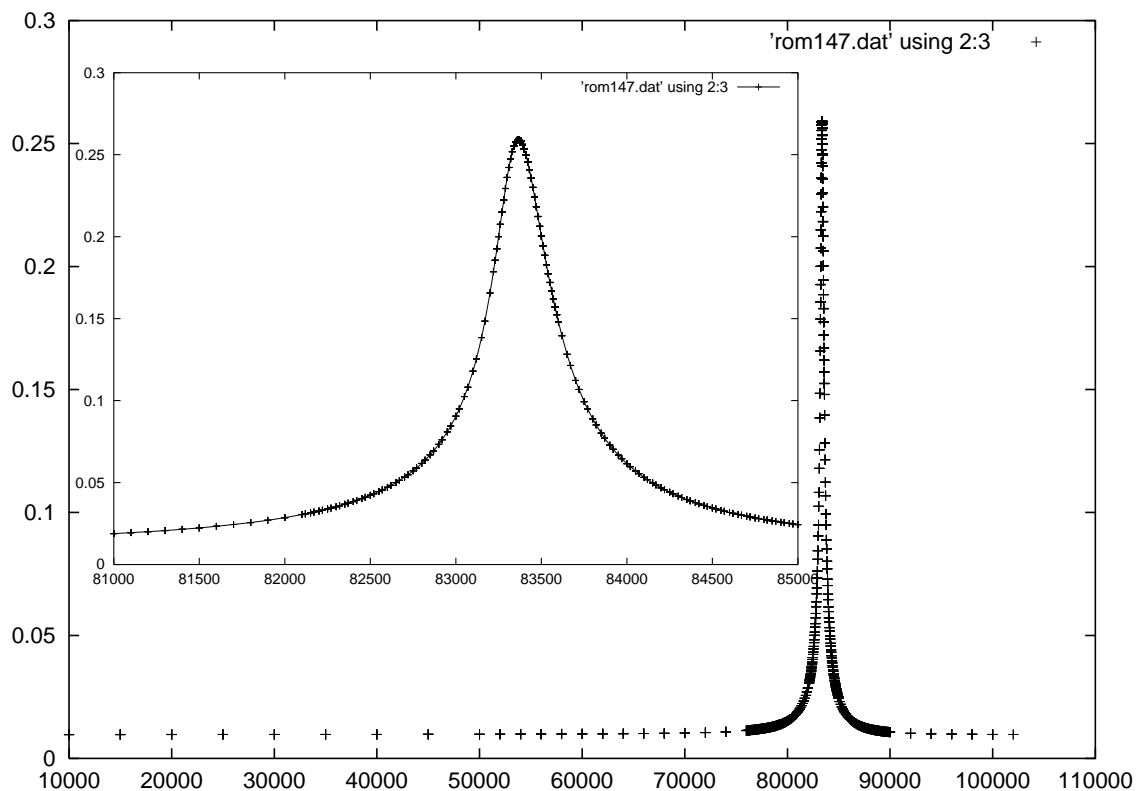


Рис. 12: $T = 4.2$ К, $\text{Ampl}=5\text{V}$, $R_s = 5 \text{ k}\Omega$, $F_{\text{res}} = 83393$ Гц, $Q=320$, 2G По оси абсцисс – частота (Гц), по оси ординат – амплитуда (В).

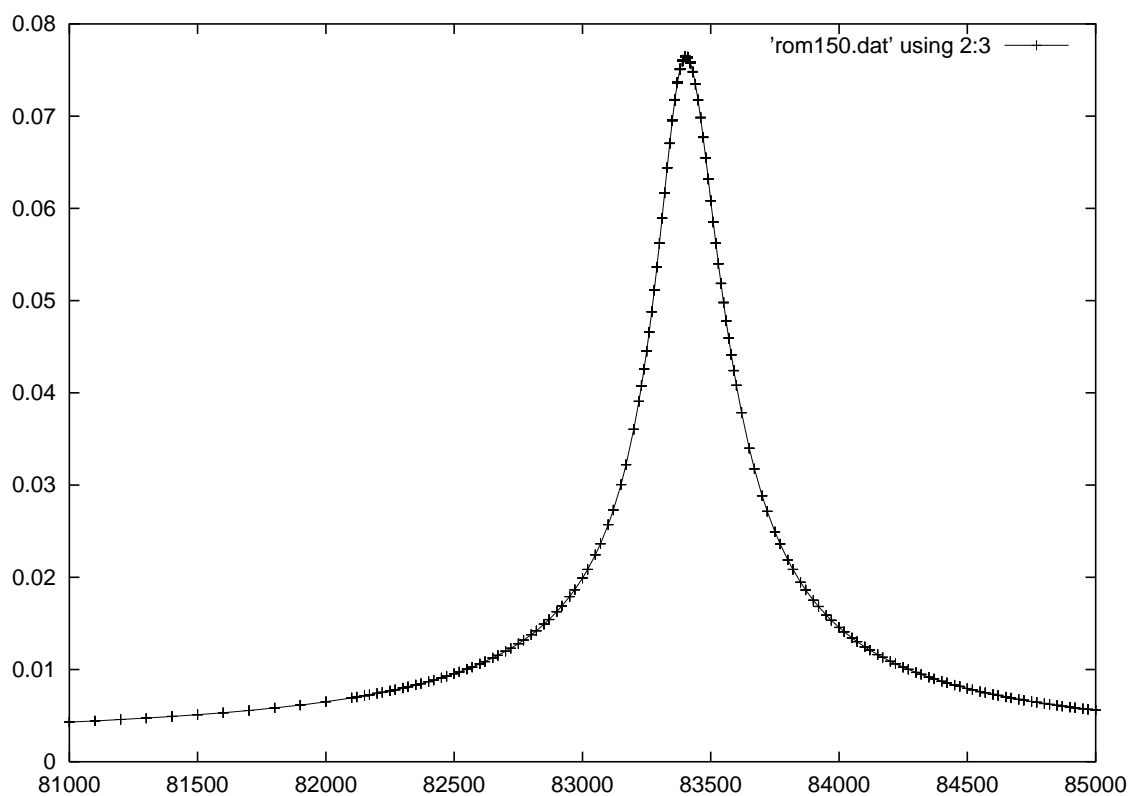


Рис. 13: $T = 4.2$ К, $\text{Ampl}=5 \text{ V}$, $R_s = 20 \text{ k}\Omega$, $F_{\text{res}} = 83393$ Гц, $Q=355$, $2\text{G}2$ По оси абсцисс – частота (Гц), по оси ординат – амплитуда (В).

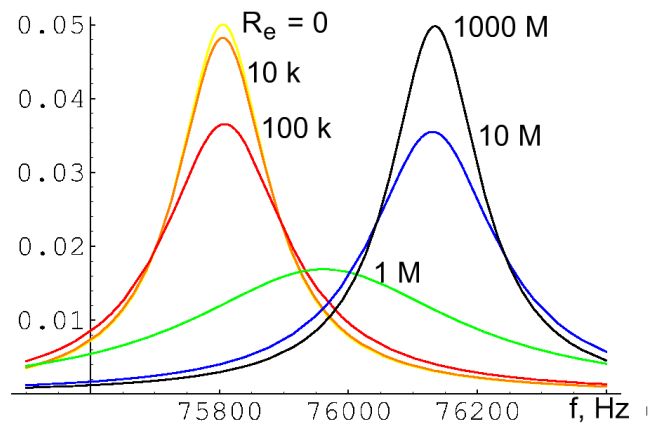


Рис. 14: Результат численного расчета зависимости амплитуды резонанса от частоты для различных сопротивлений нагрузки (от поверхностных электронов.)

емка по сравнению с одножильным ниобием но, сравнивая полученные значения добротностей, можно сделать вывод о том, что оптимальным для катушки датчика является ниобиевый одножильный провод. Причиной меньшей добротности датчиков изготовленных из сверхпроводящего провода в мельхиоровой матрице видимо следует связать с наличием мельхиоровой матрицы. Для получения более высокой чувствительности к концентрации свободных электронов по сравнению с имеющимся LC резонансным контуром возможно имеет смысл создание датчика на основе квацевого резонатора.

2.2 Амплитудно-частотные характеристики датчика в зависимости от нагрузки.

Расчет показывает (см. рис. 14), что при изменении сопротивления электронов от бесконечности до нуля уход частоты не превышает 400 Гц, что исчезающе мало влияет на работу автодина при абсолютной величине частоты колебаний в 83 КГц.

При нашем коэффициенте связи (трансформации) в датчике между катушкой возбуждения и вторичной катушкой резонансного контура, равным ≈ 100 (число витков $N_1 = 10$, $N_2 = 950$, $c = 95$), возникающая во вторичном контуре активная нагрузка от электронов составляет $\approx 1 \text{ М}\Omega$, что в пересчете на первичную катушку связи означает действие активного сопротивления в $\approx 10 \text{ к}\Omega$. Таким образом, для обеспечения чувствительности амплитуды сигнала с датчика по отношению к наличию свободных электронов, $R_{\text{связи}}$ должно быть порядка 10 кОм или более, в зависимости от нижнего порога чувствительности прибора, измеряющего амплитуду сигнала с датчика.

2.3 Автодин

Автогенератор выполнен на высокочастотном операционном усилителе К544УД2Б, который включен в режиме усилителя с последовательной глубокой отрицательной обратной связью по напряжению и с положительной последовательной обратной связью по току. $I_{\text{out}} = kU_{\text{in}}$. Номиналы компонентов схемы указаны на рисунке 15. Для обеспечения высокого входного сопротивления и режима по постоянному току включена обратная связь обеспечиваемая сопротивлением включенным параллельно дифференциальному входу усилителя; созданный переменным сопротивлением делитель служит для плавной регулировки коэффициента отрицательной обратной связи и таким образом собственного усиления ОУ. Резонансный контур подключен через переменное сопротивление к выходу ОУ для обеспечения регулировки

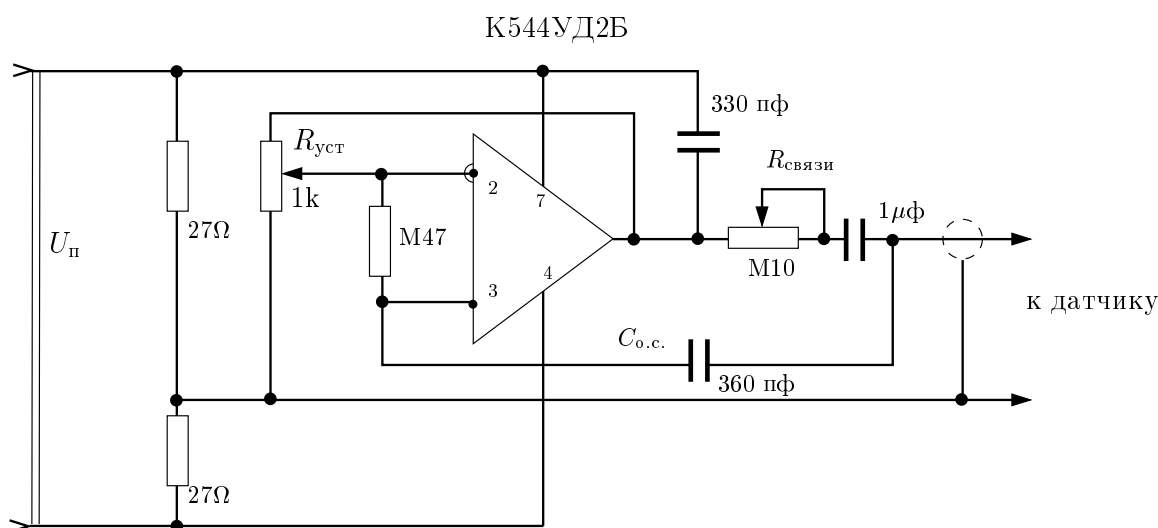


Рис. 15: Схема автогенератора

величины связи резонансного контура с управляющей схемой и таким образом регулировки чувствительности амплитуды контура к нагрузке.

Разделительный конденсатор, включенный последовательно сопротивлению связи улучшает запуск автогенератора и уменьшает нагрузку выхода микросхемы по постоянному току. Частота резонанса для образующегося в результате такого включения емкости развязки по постоянному току, последовательного колебательного контура из этой емкости и катушки связи получается существенно выше резонансной частоты вторичного колебательного контура датчика и обладает меньшей добротностью, что приводит к отсутствию самовозбуждения схемы на этой «паразитной» частоте.

Величина сопротивления связи составляет ~ 5 кОм, емкость разделительного конденсатора в цепи сопротивления связи равна 1 мкФ. Коэффициент собственного усиления ОУ равен 15. При этих условиях для работы схемы в цепи положительной обратной связи оказывается достаточно емкости в 360 пФ. (Оценивая величину сопротивления цепи п.о.с. для переменного тока имеем что $R_{o.c.} \gg 0,5$ МОм что позволяет не рассматривать подобную нагрузку как значимую при данном сопротивлении связи с датчиком). Контур положительной обратной связи линеен для малых колебаний, поэтому начастоту генерации можно измерять сразу на выходе ОУ (см. рис. 16).

Экспериментально полученная при таких номиналах частота генерации при работе с датчиком, находящимся при температуре жидкого гелия и с выращенным кристаллом твердого водорода на подложке камеры, составила 83 КГц, а амплитуда колебаний была 0,5 В, что по всем параметрам находится в согласии с АЧХ, ранее полученными с использованием Lock-In SR-830 и позволяет рассматривать собранную схему в качестве замены ранее использовавшейся для возбуждения резонансного контура внешнего генератора, который обладает необходимой величиной входного сопротивления.

2.4 Блок управления прижимающим потенциалом. (Высоковольтная схема)

Блок управления прижимающим потенциалом был сделан в виде отдельного от источника высокого напряжения блока см рис 17, и состоит из: входной RCR фильтр, выполняющий функции обеспечения отсутствия высокочастотных пульсаций высокого напряжения подаваемого

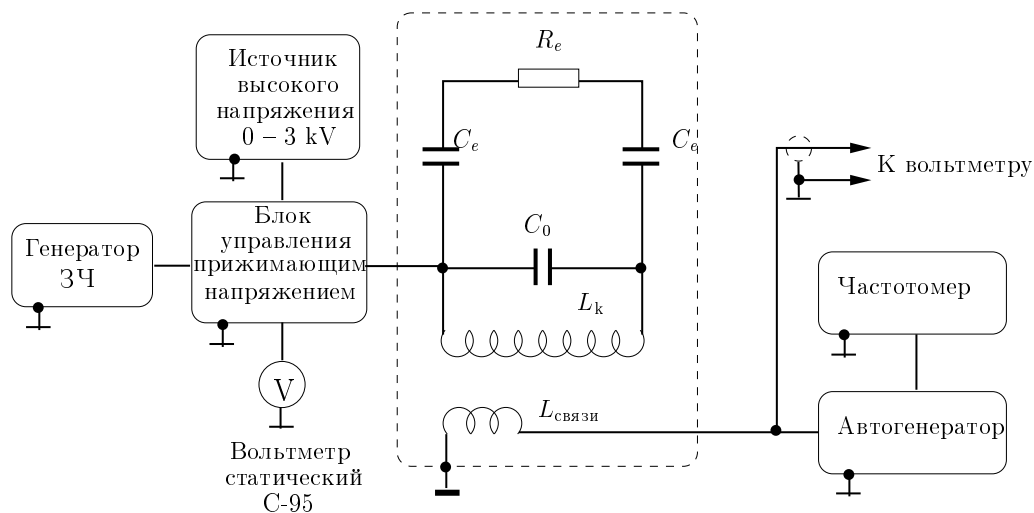


Рис. 16: Схема датчика поверхностных электронов с использованием автодина

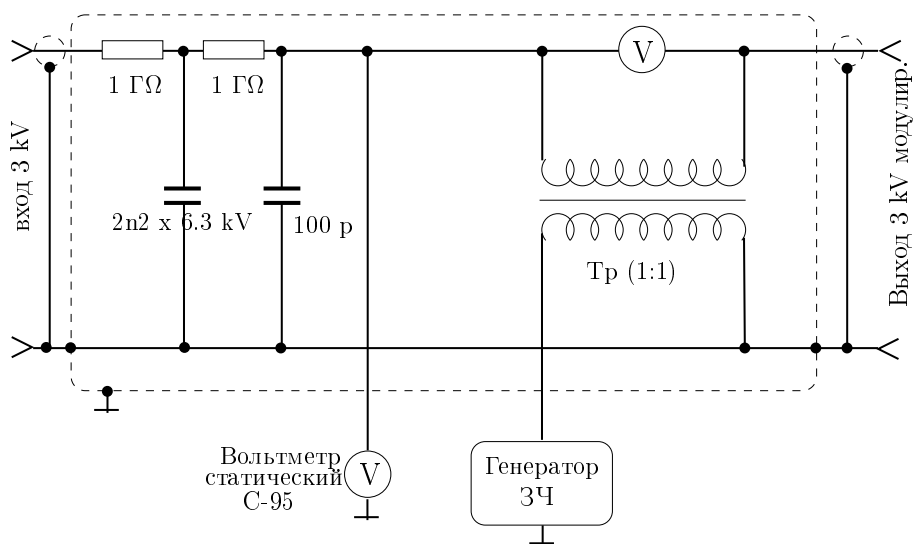


Рис. 17: Схема блока управления высоким потенциалом

в установку и одновременно ограничивающего ток в цепи при возникновении разряда в камере, модуляционный высокочастотный трансформатор, обеспечивающий гальваническую развязку высокого модулированного напряжения от входного модуляционного сигнала и индикатор переменного напряжения включенного параллельно выходной катушке трансформатора и находящегося, таким образом, на высоком потенциале .

2.5 Заключение

В настоящее время работы по данной теме продолжаются. На данный момент мы провели конденсацию и рост кристалла водорода на подложке камеры. Была получена зависимость рис. 18. Выращенный кристалл водорода визуально наблюдался, имел блестящую ровную поверхность и толщину 0.2 мм.

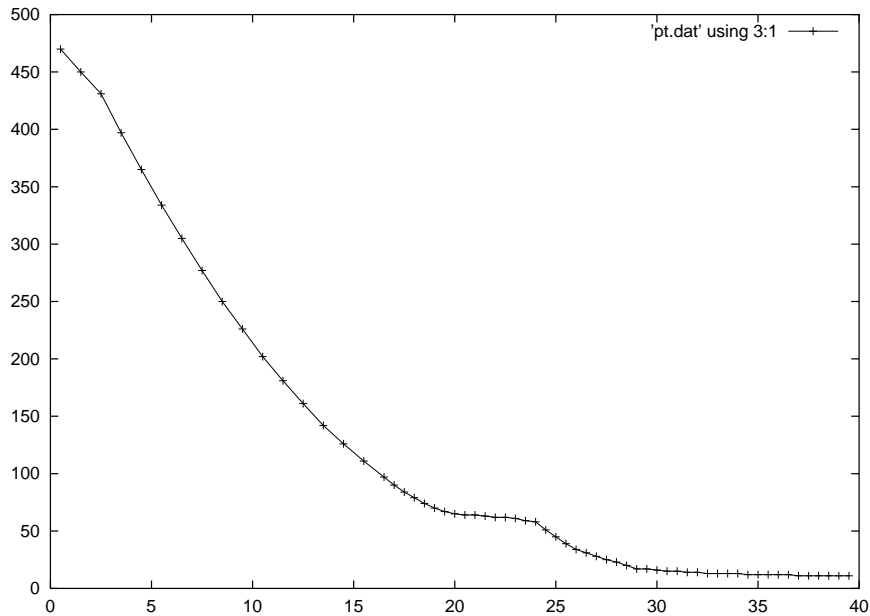


Рис. 18: Зависимость давления газовой фазы от времени при выращивании кристалла водорода (по оси абсцисс — время в минутах, по оси ординат — давление в Торрах)

Список литературы

- [1] Трояновский А.М., Володин А.П., Хайкин М.С. Письма в ЖЭТФ 29, с.65 и с. 421 (1979)
- [2] (Эдельман В.С. «Левитирующие электроны», УФН 130, с.675 (1980).
- [3] Завьялов В.В., Смольянинов И.И., «Экспериментальное наблюдение фоторезонанса электронов, локализованных над поверхностью твердого водорода», ЖЭТФ 92, с.339 (1987).
- [4] Завьялов В.В., Смольянинов И.И., «Эффект квантового преломления в газообразных H_2 , D_2 , Ne и He для электронов, локализованных над поверхностями кристаллических водорода, дейтерия и неона», ЖЭТФ 94, с.307 (1988).
- [5] Смольянинов И.И., «Спектроскопия двумерных электронных систем над поверхностями твердых криодиэлектриков», Диссертация на соискание ученой степени к.ф-м.н., ИФП РАН, Москва 1998.
- [6] Ферми Э. Научные труды. т. 1, стр. 618 М. «Наука» (1971)
- [7] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория.
- [8] А.Роуз-Инс Техника Низких Температур.