

$\frac{V_2}{V_1}$	$f_x$	$f_y$	$F_x$	$F_y$
3	48.2	1.92	48.1	1.48
4	9.02	1.81	6.14	1.17
5	4.78	1.86	3.51	0.81
6	3.62	2.04	2.21	0.60
8	3.89	2.98	0.32	-0.58
10	6.50	6.42	-2.31	-4.18
11	12.81	12.82	-9.23	-12.78

При увеличении отношения потенциалов  $V_2/V_1$  на электродах сила осесимметричной линзы растет быстрее, чем квадрупольной, так как растет осевой потенциал в области вырезов, и линза является фокусирующей в двух направлениях вплоть до  $V_2/V_1 \approx 10$  при  $2\alpha = 60^\circ$  и  $V_2/V_1 \approx 11$  при  $2\alpha = 105^\circ$ . На рис. 3 приведены траектории частиц в этой области для  $2\alpha = 60^\circ$  (кривые 1, 1', 2, 2'). При дальнейшем увеличении отношения потенциалов  $V_2/V_1$  траектории начинают пересекать ось  $z$  дважды (кривые 3, 3'). Величины  $x$ ,  $y$ ,  $z$  на рис. 3 выражены в единицах  $d$ .

Проведенные расчеты подтвердили перспективность применения ОК линзы простой конструкции и всего двумя питающими напряжениями с целью получения сходящихся астигматичных пучков заряженных частиц. При этом предпочтительнее геометрия ОК линзы с малыми ( $l \sim 0.5d$ ) длинами вырезов, так как нужные режимы достигаются при небольших напряжениях на электродах  $V_2 = (2.5-10)V_1$ . Такие линзы могут быть использованы для вытягивания и формирования пучков в различных электронных и ионных приборах и установках, в тракте которых имеются элементы с некруглой апертурой.

### Список литературы

- [1] Фишкова Т. Я., Шнак Е. В. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 4. С. 128—134.  
 [2] Фишкова Т. Я., Шнак Е. В., Цаплина Н. А. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 6. С. 1179—1182.  
 [3] Gregory B. C., Sander K. F. // J. Electr. Control. 1962. Vol. 13. N 2. P. 123—136.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
17 декабря 1988 г.

## СЖАТИЕ РАДИОИМПУЛЬСОВ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА НЕРЕЗОНАНСНОГО СПИНОВОГО ЭХА В АНСАМБЛЕ ОПТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ АТОМОВ

Н. А. Доватор, Р. А. Житников

В настоящее время наряду с цифровыми широко применяются также аналоговые методы обработки импульсных сигналов, основанные на различных физических эффектах и позволяющие вести обработку в реальном масштабе времени [1].

Одним из таких аналоговых методов является сжатие радиоимпульсов с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ), основанное на эффекте спинового эха Хана [2]. Суть его состоит в том, что после взаимодействия сигнального ЛЧМ импульса с ансамблем спинов на него воздействуют управляющим ЛЧМ импульсом с такой же, как у сигнального, величиной девиации частоты, но большей амплитудой и в два раза меньшей длительностью. Взаимодействие спинового ансамбля с этими импульсами приводит к возникновению эхо-сигнала в виде узкого радиоимпульса с длительностью, значительно меньшей, чем у сигнального.

Другой метод сжатия импульсов предложен в [3, 4]. Согласно этому предложению сжатия ЛЧМ импульсов можно добиться и без применения управляющего ЛЧМ импульса.

Для этого следует использовать нерезонансный способ получения спинового эха в ансамбле оптически ориентированных атомов, отличающийся тем, что после взаимодействия спиновой системы с сигнальным ЛЧМ импульсом управляющий импульс не подается, а вместо этого инвертируется градиент постоянного магнитного поля [5].

Процесс образования сжатого эхо-сигнала в методе [3, 4] можно представить следующим образом. Ансамбль ориентированных спинов находится первоначально в линейно-неоднородном постоянном магнитном поле. Воздействие на этот ансамбль слабого (с амплитудой магнитной составляющей  $H_1 \ll \Delta\omega/\gamma$ , где  $\Delta\omega$  — величина разброса ларморовских ча-

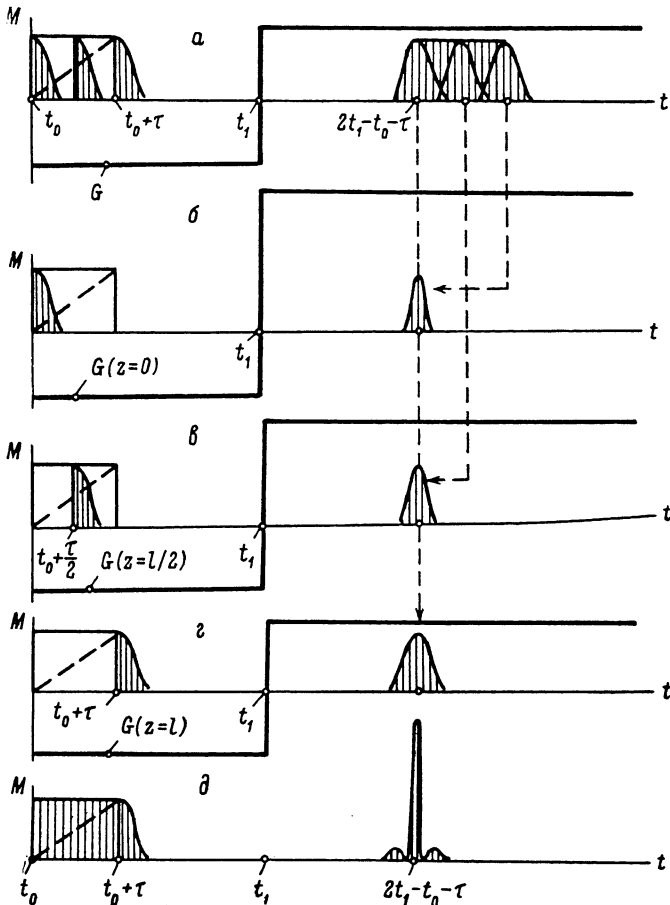


Рис. 1. Схема формирования сжатого эхосигнала.

*a* — образование эхо-сигнала от всей ячейки после воздействия ЛЧМ импульсом в условиях простой инверсии градиента; *б—г* — образование эхо-сигналов, соответствующих отдельным элементарным объемам ячейки, в условиях инверсии градиента с одновременным изменением его величины; *д* — образование суммарного сжатого эхо-сигнала от всей ячейки.  $G$  — градиент магнитного поля,  $M$  — амплитуда поперечной компоненты намагниченности отдельных объемов ячейки.

стот в объеме рабочей ячейки,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение для атомов в ячейке) сигнального ЛЧМ импульса приводит к тому, что в каждый момент времени в течение длительности ЛЧМ импульса лишь часть спинов ансамбля (принадлежащих одному из элементарных объемов ячейки) взаимодействует резонансным образом с этим импульсом. Если через промежуток времени  $\Delta t = t_1 - t_0$  после начала этого импульса произвести инверсию градиента магнитного поля, то в момент времени  $2t_1 - t_0 - \tau$  возникнет эхо-сигнал поперечной намагниченности ячейки в виде обращенного во времени ЛЧМ импульса (рис. 1, *a*). Это обусловлено тем, что из-за различия моментов времени резонансного взаимодействия с ЛЧМ импульсом будут отличаться и моменты возникновения сигналов эха от отдельных объемов ячейки.

Добиться получения сжатого эхо-сигнала можно, если одновременно с инверсией градиента магнитного поля изменить его величину, причем по-разному для различных элементарных объемов ячейки [3, 4]. Например, если величина градиента сразу после его инверсии увеличивается (уменьшается) для одного из элементарных объемов ячейки, то рефазировка

шину этого объема будет происходить быстрее (медленнее), чем в случае сохранения исходной величины градиента. Это приводит [5] к сдвигу во времени максимума эхо-сигнала от этого объема. Поэтому если после инверсии градиента соответствующим образом изменить его величину для всех элементарных объемов, то можно добиться одновременного возникновения эхо-сигналов от всех элементарных объемов ячейки, как показано на рис. 1, б—г. При этом выходным сигналом от всей ячейки будет сжатый суммарный эхосигнал (рис. 1, д).

Теоретический расчет [4] взаимодействия спинового ансамбля, находящегося первоначально в линейно-неоднородном магнитном поле

$$H(z, t < t_1) = H_0 + Gz, \quad (1)$$

с ЛЧМ импульсом, показал, что для осуществления сжатия (например, в момент времени  $2t_1 - t_0 - \tau$ ) необходимо, чтобы магнитное поле после инверсии градиента приобрело распределение вида

$$H(z, t > t_1) = H_0 - Gz + \frac{G\tau(z-l)^2}{2l(t_1 - t_0 - \tau)}, \quad (2)$$

где  $G$  — градиент магнитного поля до момента  $t_1$  инверсии градиента,  $\tau$  — длительность ЛЧМ импульса,  $t_0$  — момент начала поступления сигнального ЛЧМ импульса,  $l$  — длина рабочей ячейки.

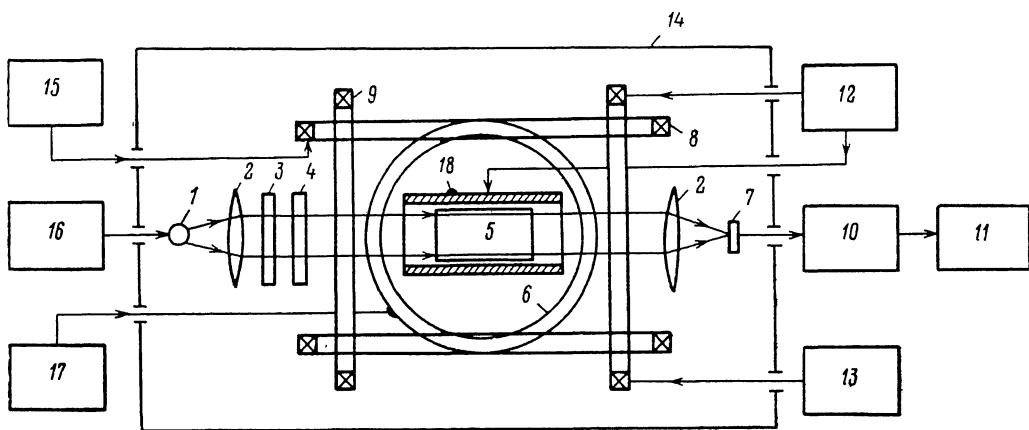


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки.

1 — цезиевая спектральная лампа; 2 — линза; 3 —  $D_1$ -фильтр; 4 — циркулярный поляризатор; 5 — рабочая ячейка; 6, 8, 9 — система колец Гельмгольца; 7 — фотодетектор; 10 — усилитель; 11 — осциллограф; 12 — источник импульсного тока, обеспечивающий инверсию градиента и питание соленоида; 13 — источник тока для создания постоянного магнитного поля  $H_0$ ; 14 — трехслойный магнитный экран; 15 — источник тока для создания поперечного магнитного поля; 16 — генератор ВЧ разряда в цезиевой лампе; 17 — генератор сигнального ЛЧМ радиоимпульса; 18 — соленоид.

Таким образом, помимо простой инверсии градиента магнитного поля ( $G \rightarrow -G$ ) в момент  $t_1$  необходимо включить дополнительное неоднородное магнитное поле, изменяющееся по квадратичному закону в объеме рабочей ячейки.

Эксперимент по сжатию радиоимпульсов осуществлялся на установке для оптической ориентации атомов (рис. 2). Ячейка цилиндрической формы, содержащая цезий и буферный газ (неон при давлении  $1.3 \cdot 10^4$  Па), размещалась внутри магнитного экрана в центре системы из трех взаимно ортогональных пар колец Гельмгольца. Первая пара колец Гельмгольца служила для создания постоянного магнитного поля  $H_0 = 12.7$  А/м, параллельного свету накачки. Необходимая неоднородность магнитного поля  $((\gamma/2\pi)G)l = \Delta f_{\text{ЛЧМ}}$ , где  $\Delta f_{\text{ЛЧМ}}$  — девиация частоты сигнального ЛЧМ импульса) обеспечивалась с помощью встречно включенных частей обмоток этих же колец. Вторая пара колец использовалась для создания небольшого поперечного (по отношению к лучу накачки) постоянного магнитного поля, чтобы свет накачки одновременно выполнял роль зондирующего луча с целью регистрации переменной (прецессирующей с ларморовской частотой) компоненты намагниченности ансамбля атомов цезия. В третью пару колец Гельмгольца подавался ЛЧМ радиоимпульс для создания переменного резонансного магнитного поля в объеме ячейки. Источником дополнительного неоднородного магнитного поля служил соленоид с изменяющимся по его длине числом витков, который был подключен к генератору импульсного тока.

Эксперимент состоял в следующем. Вначале под действием света накачки создавалась намагниченность ансамбля атомов цезия, направленная вдоль постоянного магнитного поля. Взаимодействие затем этого ансамбля с ЛЧМ радиоимпульсом вызывало отклонение намагниченности от равновесного направления и ее прецессию вокруг постоянного магнитного поля. Появление затухающей (из-за неоднородности магнитного поля) прецессирующей

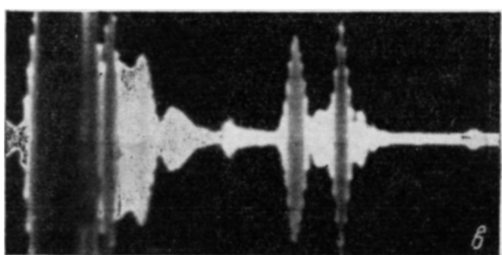
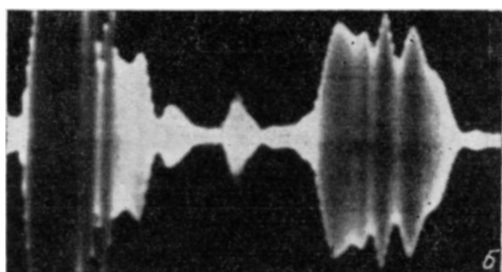
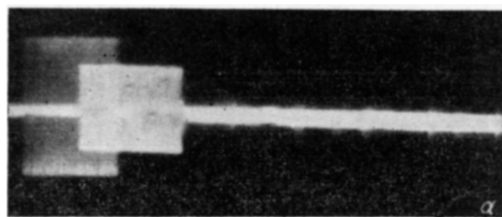
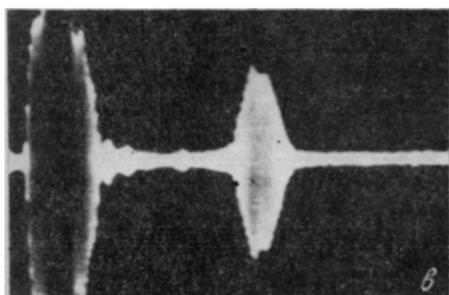
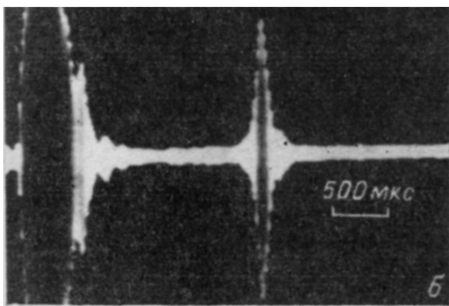
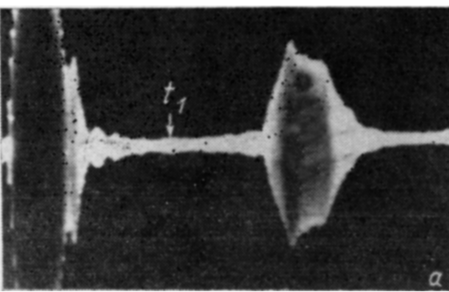


Рис. 3. Осциллограммы эхосигналов, получаемых после воздействия ЛЧМ радиоимпульсом ( $\tau=800$  мкс,  $\Delta f_{\text{ЛЧМ}}=10$  кГц,  $f_0=55$  кГц) на ячейку с оптически ориентированными атомами цезия.

а — при простой инверсии градиента; б — при инверсии градиента основного магнитного поля  $H_0$  с одновременным включением дополнительного неоднородного магнитного поля, создаваемого соленоидом; в — при инверсии градиента с одновременным увеличением его в два раза без включения дополнительного неоднородного магнитного поля.

Рис. 4. Использование нерезонансного метода сжатия импульсов для разделения перекрывающихся ЛЧМ радиоимпульсов.

а — ЛЧМ импульсы, воздействующие на ячейку с ориентированными атомами цезия ( $\tau_1, \tau_2=700$  мкс,  $\Delta f_{\text{ЛЧМ}}=10$  кГц,  $f_0=55$  кГц); б — эхосигнал, полученный путем инверсии градиента основного магнитного поля без включения дополнительного неоднородного магнитного поля; в — эхосигналы, полученные при включении дополнительного неоднородного магнитного поля, создаваемого соленоидом, одновременно с инверсией градиента основного магнитного поля.

компоненты намагниченности регистрировалось по модуляции поглощения ячейкой света накачки [6]. Последующая инверсия градиента магнитного поля, осуществляемая путем подачи импульса тока в градиентные обмотки первой пары колец Гельмгольца, а также включение дополнительного (рассчитанного по (2)) неоднородного магнитного поля, создаваемого соленоидом, вызывали появление сжатого эхосигнала, что и регистрировалось на экране осциллографа.

На рис. 3 представлены экспериментальные результаты по наблюдению эхосигнала от ЛЧМ радиоимпульса, а также осциллограммы эхосигналов, полученных после воздействия

ЛЧМ импульсом в результате простой инверсии градиента магнитного поля (а) и инверсии с одновременным увеличением в два раза градиента магнитного поля (б). По сравнению с этими рисунками рис. 3, б наглядно показывает образование сжатого эхосигнала путем инверсии градиента с одновременным включением неоднородного магнитного поля, создаваемого соленоидом.

Сжатие импульсов можно использовать для разрешения близко расположенных, а также перекрывающихся радиоимпульсов. Такой эксперимент был поставлен в настоящей работе с помощью описанного выше метода. На рис. 4, в приведен пример разрешения двух перекрывающихся ЛЧМ радиоимпульсов, полученного на экспериментальной установке, показанной на рис. 2. Следует отметить различие ширины эхосигналов (рис. 4, в), полученных от одинаковых по длительности ЛЧМ сигнальных импульсов (рис. 4, а). Это связано со свойством селективности, присущей методу сжатия, основанному на эффекте нерезонансного спинового эха [4].

Таким образом, экспериментально показано, что эффект нерезонансного спинового эха можно использовать для сжатия ЛЧМ радиоимпульсов. По сравнению с известным методом сжатия ЛЧМ импульсов, использующем для получения эхосигналов управляющий ЛЧМ импульс, рассмотренный здесь нерезонансный метод обладает очевидным преимуществом простоты, а также открывает принципиально новую возможность преимущественного (избирательного) сжатия одного импульса в последовательности близких и даже перекрывающихся импульсов.

### Список литературы

- [1] Ширман Я. Д. Разрешение и сжатие сигналов. М.: Сов. радио, 1974. 360 с.
- [2] Mims B. P. // Proc. IEEE. 1963. Vol. 51. N 8. P. 1127—1134.
- [3] Доватор Н. А., Житников Р. А. А. С. 1138833. БИ. 1985. № 5.
- [4] Доватор Н. А., Житников Р. А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 11. С. 2164—2169.
- [5] Доватор Н. А., Житников Р. А. // Оптическая ориентация атомов и молекул. Л., 1987. С. 122—128.
- 6] Harper W. // Rev. mod. phys. 1972. Vol. 44. N 2. P. 169—249.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
15 декабря 1988 г.

## ВЗАИМОСВЯЗЬ ГЕОМЕТРИИ КАНАЛА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА С ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

И. А. Тихомиров, Ю. Ю. Луценко

Измерения электродинамических характеристик высокочастотного факельного разряда (ВЧФР) до настоящего времени ограничивались только измерениями действующего значения и фазового сдвига высокочастотного тока, протекающего в разряде [1, 2]. На основании проведенных измерений авторы вышеуказанных работ делают вывод о наличии в канале ВЧФР затухающей поперечно-магнитной волны. При этом величина, обратная коэффициенту затухания электромагнитной волны, рассматривалась ими в качестве оценки длины канала разряда.

С целью проверки экспериментальных данных и выводов, изложенных в работах [1, 2], нами были проведены измерения электромагнитного поля ВЧФР в ближней зоне его излучения. Все проведенные нами эксперименты можно разбить на две группы: 1) измерение амплитуд и фазового сдвига компонент поля посредством индуктивных и емкостных зондов; 2) косвенное определение амплитуд компонент поля посредством измерения электродвижущей силы (эдс), наводимой на тонких длинных проводниках, помещенных в зону излучения ВЧФР.